

Erzeugung und Nachweis von Terahertz-Strahlung unter Verwendung von Multimode-Lasersystemen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

dem

Fachbereich Physik

der Philipps-Universität Marburg



vorgelegt von

Maik Andre Scheller

aus

Gifhorn

Marburg/Lahn, 2011

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (Hochschulkennziffer 1180)
als Dissertation angenommen am:

24.06.2011

Erstgutachter:

Prof. Dr. Martin Koch

Zweitgutachter:

Prof. Dr. Stephan W. Koch

Tag der mündlichen Prüfung:

30.06.2011

Vorwort

Die grundlegende Zielsetzung der vorliegenden Arbeit besteht darin, durch den Einsatz von Multimode-Laserstrahlung effiziente und kostengünstige Konzepte für die Erzeugung und Detektion von Terahertz-Wellen zu schaffen, welche den Terahertz-Frequenzbereich für eine Nutzung außerhalb optischer Labore eröffnen. Dabei umfasst die Arbeit sowohl die Ergebnisse, welche in meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg entstanden sind, sowie diejenigen, welche auf meine Tätigkeit am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Braunschweig zurückgehen.

Ich danke zuallererst meinem Doktorvater Prof. Martin Koch für seine Unterstützung in den vergangenen drei Jahren und sein geschenktes Vertrauen. Durch ihn erhielt ich die Chance, bei der Erschließung der „*sanften Wärmestrahlung*“ des Terahertz-Frequenzbereiches mitzuwirken. Auch danke ich ihm dafür, mir im Rahmen meiner Promotion zahlreiche Konferenz- und Forschungsaufenthalte ermöglicht zu haben.

Prof. Jerome V. Moloney und Prof. Stephan W. Koch danke ich für die freundliche Aufnahme und die Vielzahl an hilfreichen Diskussionen während meiner Forschungsaufenthalte in Tucson, Arizona am College of Optical Sciences der University of Arizona (UoA). Auch danke ich den Mitgliedern der UoA, Colm Dineen Yi-Ying Lai, Yushi Kaneda, Tsuei-Lian Wang und Joe M. Yarborough, welche mir während meiner Zeit in Tucson hilfreich zur Seite standen.

Für die ausgezeichnete Zusammenarbeit bei mehreren gemeinsamen Drittmittelprojekten danke ich Björn Breitenstein und Prof. Dirk Selmar vom Institut für Pflanzenbiologie der Technischen Universität Braunschweig sowie Dr. Thomas Kinder und Dr. Thomas Müller-Wirts von der TEM-Messtechnik GmbH in Hannover.

Für das angenehme Arbeitsumfeld gebührt den Mitgliedern des Fachbereichs Physik der Philipps-Universität Marburg und den Mitarbeitern um Prof. Wolfgang Kowalsky von der Technischen Universität Braunschweig große Anerkennung. Die Anfangszeit meiner Promotion bereicherten meine ehemaligen Kollegen Ibraheem Al Naib, Carola Baaske, Kamran Ezdi, Tomasz Hasek, Mohammed Salhi und Katrin Tonndorf.

Ein besonderer Dank geht an Steffen Wietzke und Kai Baaske für die Betreuung meiner Studien- bzw. Diplomarbeit. Auch danke ich besonders Christian Jördens, mit dem ich in der Anfangsphase meiner Promotion in vielen erfolgreichen Projekten zusammenarbeitete, und Norman Krumbholz, der mich in die Welt der Terahertz-Systemtechnik einführte. Priv. Doz. Sangam Chatterjee danke ich für die zahlreichen Diskussionen über den Bereich der Halbleiterphysik und der Optik. Dank sagen möchte ich aber auch meinen Kollegen Alexej Chernikov, Benjamin Ewers, Bernd Heinen, Kapil Kohli, Ole Peters, Thorsten Probst, Marco Reuter, Benedikt Scherger, Michael

Schwerdtfeger, Nico Vieweg und Matthias Wichmann für ihre Hilfe sowie den Studenten unserer Arbeitsgruppe für ihre Unterstützung: Kristian Altmann, Norman Born, Marina Gerhard, Sina Lippert, André Ludwig, Hannah Schneider, Steffen Schumann, Phillip Springer und Ajanth Velauthapillai.

Für ihre Zusammenarbeit bei der Programmierung von diversen Softwareoberflächen zur Datenauswertung möchte ich Stefan Dürrschmidt und Christian Jansen danken, ohne die es unmöglich gewesen wäre, die Analysealgorithmen, welche in dieser Arbeit entwickelt wurden, in ein kommerzielles Produkt zu transformieren.

Mein herzlicher Dank gilt an Martina Carsjens, Claudia Goy und Matthias Stecher für ihre hilfreichen Ratschläge und Anmerkungen bei der textlichen Ausarbeitung der Arbeit sowie für zahlreiche hilfreiche Diskussionen.

Marburg, April 2011

1 Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Einführung in die Terahertz-Spektroskopie	5
2.1	Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie	5
2.1.1	Erzeugung von Terahertzpulsen mittels photoleitfähiger Antennen.....	6
2.1.2	Signaldetektion.....	9
2.2	Interaktion von Terahertzwellen mit Materie	11
2.2.1	Grundlegende Wechselwirkung	11
2.2.2	Dielektrische Mischsysteme	13
3	Terahertz-Signalanalyse.....	19
3.1	Konventionelle Auswertung	20
3.2	Theoretischer Informationsgehalt	24
3.3	Auswerteverfahren auf Basis numerischer Optimierung	26
3.3.1	Zeitbereichs-Rekonstruktion	27
3.3.2	Sukzessive-Frequenzbereichs-Rekonstruktion	31
3.3.3	Direkte-Frequenzbereichs-Rekonstruktion	40
3.4	Praxiseignung.....	48
3.5	Zusammenfassung.....	51
4	Erzeugung multifrequenter Terahertz-Strahlung	53
4.1	Konventionelle Photomischung	55
4.1.1	Grundlagen der Photomischung	55
4.1.2	Beschreibung der Antennencharakteristik	60
4.2	Mischung multipler Lasermoden	63
4.3	Multifrequente-Dauerstrich-Spektroskopie	68
4.4	Quasi-Zeitbereichsspektroskopie	74
4.4.1	Experimentelle Realisierung	74
4.4.2	Einzelpunktmessungen.....	77
4.4.3	Bildgebende Messungen	82
4.5	Spektralmodifizierbares Quasi-Zeitbereichsspektrometer	87
4.6	Hybrides Photomisch-Spektrometer	92
4.7	Zusammenfassung.....	95
5	Intrakavitäre Erzeugung von Terahertz-Strahlung.....	97
5.1	Parametrische Frequenzwandlung	100
5.1.1	Grundlagen der nichtlinearen Optik.....	100
5.1.2	Ratengleichungen.....	103
5.1.3	Phasenanpassung.....	105
5.1.4	Numerische Beschreibung des Abstrahlprozesses	107

5.1.5	Analyse periodisch gepolter Kristalle	110
5.1.6	Analyse aperiodisch gepolter Kristalle	116
5.2	VECSEL.....	117
5.2.1	Thermisches Verhalten	118
5.2.2	Zwei-Farb-Betrieb.....	120
5.3	Integration des Kristalls in die Kavität	123
5.3.1	Thermische Linsenwirkung.....	123
5.3.2	Resonatorberechnung	124
5.4	Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung.....	133
5.4.1	Experimenteller Aufbau	134
5.4.2	Spektrale Charakterisierung	138
5.4.3	Charakterisierung des Strahlprofils.....	139
5.5	Zusammenfassung.....	140
6	Zusammenfassung und Ausblick	143
7	Literaturverzeichnis	147
8	Liste der im Rahmen der Arbeit entstandenen Veröffentlichungen.....	157
9	Wissenschaftlicher Werdegang.....	165

1 Einleitung

Seit mehreren Jahren wird intensiv nach leistungsstarken und kostengünstigen Systemansätzen gesucht, welche den Terahertz(THz)-Frequenzbereich für einen weitreichenden Einsatz in der Wissenschaft und Industrie öffnen. Der prinzipielle Nutzen von THz-Wellen in vielseitigen Bereiche, etwa der biologischen Probencharakterisierung, der Halbleiteruntersuchung, bis hin zur Sicherheitstechnik oder industriellen Prozesskontrolle wurde bereits in der Vergangenheit deutlich belegt [1-8]. Es konnte gezeigt werden, dass insbesondere auf dem Gebiet der Sensortechnik mehrere konkrete Messprobleme mittels THz-Wellen zugänglich sind, welche bisher durch bestehende Konzepte nur unzureichend gelöst werden können. Hier sind beispielsweise die zerstörungsfreie und berührungslose Bestimmung des Wasserstatus von Nutzpflanzen oder aber die Überprüfung von stoffschlüssigen Kunststoffverbindungen zu nennen [9-11].

Trotz dieses hohen Nutzens konnte die THz-Technologie bisher nicht in den technologischen Alltag vordringen, da einer weitläufigen Anwendung die Komplexität sowie die hohen Kosten der bestehenden Systemansätze als Hindernisse entgegenstanden. Heutzutage werden zumeist aufwendige Femtosekundenlaserquellen in THz-Zeitbereichsspektrometern [12] eingesetzt, um eine kohärente Messung des komplexen elektrischen Feldes einer breitbandigen THz-Wellen zu ermöglichen. Hiermit ist es prinzipiell möglich, die komplexen dielektrischen Materialeigenschaften mittels einer einzelnen Probenmessung über ein weites Frequenzintervall zu bestimmen. In der Realität gestaltet sich die Signalanalyse jedoch als aufwendig und fehleranfällig, da nur über numerische Signalverarbeitung eine genaue Probencharakterisierung möglich ist [13]. Ebenfalls sind die Kosten dieser Spektrometer aufgrund der notwendigen Femtosekundenlaser noch immer so hoch, dass eine kommerzielle Vermarktung als Sensorsystem für technische wie auch wissenschaftliche Bereiche problematisch erscheint.

Als Alternative zu den Zeitbereichsspektrometern existieren Quellen für die Erzeugung von leistungsstarker Dauerstrich-THz-Strahlung [14], welche in Kombination mit einem THz-Kamerasystemen [15] direkte bildgebende Untersuchungen ermöglichen. Hier sind beispielsweise die Quanten-Kaskaden-Laser zu nennen [16], welche insbesondere im höheren THz-Frequenzbereich um 3 THz leistungsstark und effizient arbeiten. Allerdings benötigen diese eine kryogene Kühlung, so dass deren Einsatz in vielen Bereichen erschwert oder gar verhindert wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Konzepte entwickelt, welche einen Beitrag liefern sollen, die THz-Technologie in die praktische Anwendung zu überführen. Diese Ansätze werden in den drei Ergebniskapiteln 3 bis 5 vorgestellt.

Der Aufbau der Arbeit gliedert sich dabei wie folgt: Zunächst wird in dem beginnenden Kapitel 2 eine Einführung in die THz-Spektroskopie anhand des Beispiels der Zeitbereichsspektroskopie gegeben. Hierbei wird das Grundkonzept der kohärenten Signaldetektion und der photoleitfähigen THz-Antennen, welche als Emitter und Detektoren für die THz-Wellen eingesetzt werden, erläutert. Ebenfalls werden in diesem Kapitel die Grundlagen der Wellenpropagation innerhalb von Materie dargestellt, wobei der Fall einer rein linearen Materie-THz-Wechselwirkung vorausgesetzt wird. Schließlich wird ein Anwendungsbeispiel für die THz-Spektroskopie vorgestellt, um dem Leser ein grundlegendes Verständnis für den THz-Wellenlängenbereich näherzubringen.

In dem darauf folgenden Kapitel 3 wird auf die Frage eingegangen, wie das detektierte komplexe elektrische Feld der THz-Welle bestmöglich analysiert werden kann, um hieraus die dielektrischen Probeneigenschaften zu extrahieren. Im Rahmen dessen wird gezeigt, dass mittels numerischer Signalauswertung die Messinformation optimal aus den experimentell aufgenommen Daten bestimmt werden kann. So ist es mit den im Rahmen der Arbeit entwickelten Analysealgorithmen möglich, die sonst bei der Auswertung störenden Mehrfachreflexionen innerhalb der Probe zu nutzen, um neben den komplexen dielektrischen Eigenschaften gleichzeitig auch die Probendicke aus den aufgenommen THz-Signalen automatisiert zu extrahieren.

Als zweiter Ergebnisteil dieser Arbeit wird in dem Kapitel 4 ein neuer Ansatz für die THz-Spektroskopie untersucht. Hierbei wird die Multimode-Emission einer Laserquelle eingesetzt, um ein multifrequentes THz-Spektrometer zu verwirklichen. Dabei wird gezeigt, dass bei geeigneter Wahl der Laserquelle ähnliche Signale wie bei der THz-Zeitbereichsspektroskopie erhalten werden können, so dass dieser Ansatz als Quasi-Zeitbereichsspektroskopie bezeichnet wurde. Die Möglichkeit, eine einfache Laserdiode als Kern eines breitbandigen THz-Spektrometers zu nutzen, ermöglicht neben einem hohen Miniaturisierungspotential zugleich eine signifikante Kostenreduzierung. Damit wird die Grundlage geschaffen, die THz-Technologie für viele Anwendungsgebiete markttauglich zu machen.

Das Kapitel 5 als dritter Ergebnisteil der Arbeit stellt ein Konzept vor, um leistungsstarke Dauerstrich-THz-Wellen im höheren THz-Frequenzbereich bei Raumtemperatur zu generieren. Dieses basiert darauf, die hohen Lichtintensitäten innerhalb der Kavität eines Lasers, welcher zwei Lasermodes gleichzeitig emittiert, auszunutzen, um über eine intrakavitäre parametrische Frequenzwandlung THz-Wellen im Milliwatt-Bereich zu erzeugen. Es wird gezeigt, dass gerade in dem Frequenzbereich zwischen 1 THz und 2,5 THz, in dem bisher ein Mangel an hinreichend starken Raumtemperatur-Quellen existiert, mit einem kompakten Systemaufbau hohe Leistungswerte erreicht werden können, welche beispielsweise für den Bereich der Radioastronomie von hoher Bedeutung sind.

Die Arbeit schließt mit einem Überblick über die dargestellten Ergebnisse und wird durch ein Literaturverzeichnis sowie einer Übersicht der im Rahmen der Arbeit entstandenen Publikationen und des wissenschaftlichen Werdegangs komplettiert.

2 Einführung in die Terahertz-Spektroskopie

Der Terahertz(THz)-Frequenzbereich verbarg sich lange Zeit zwischen den über elektronische Quellen zugänglichen Mikrowellen und der infraroten Strahlung, welche beispielsweise mittels Halbleiterlaserdioden effizient erzeugt werden kann. Die direkte Generation von THz-Wellen war jedoch lange weder auf elektronischem, noch auf photonischem Wege in effizienter Form möglich. Um die weitreichenden Möglichkeiten dieser schwerzugänglichen Strahlungsart für wissenschaftliche und technische Zwecke zu nutzen, wurde Ende der achtziger Jahre ein hybrider Ansatz entwickelt: Die optoelektronische Erzeugung und Detektion von THz-Wellen, bei der über einen nichtlinearen Mischprozess infrarote Laserstrahlung in THz-Wellen konvertiert wird.

Dieses Kapitel soll einen kurzen Einblick in die THz-Spektroskopie geben, um ein grundlegendes Verständnis für diesen Wellenlängenbereich zu vermitteln. Hierzu wird zunächst als exemplarische THz-Analysetechnik die THz-Zeitbereichsspektroskopie vorgestellt, welche eine breitbandige Charakterisierung des dielektrischen Verhaltens von Proben im THz-Frequenzbereich ermöglicht. Im zweiten Abschnitt des Kapitels werden die Grundlagen der Interaktion der elektromagnetischen THz-Wellen mit Materie für den Fall einer rein linearen Wechselwirkung behandelt, um eine Basis für die im späteren Verlauf der Arbeit dargestellten Zusammenhänge zu liefern. Das Kapitel schließt mit einem Anwendungsbeispiel für THz-Spektroskopie, bei dem die resultierenden dielektrischen Materialeigenschaften eines heterogenen Mischsystems untersucht werden.

2.1 Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie

Die THz-Zeitbereichsspektroskopie (engl. „time domain spectroscopy,“ (TDS)) wurde im direkten Anschluss an die Entwicklung der Femtosekundenlasersysteme in das Augenmerk der Wissenschaft gerückt [17]. Durch die sehr kurzen optischen Pulse, welche diese Laser emittieren, wurde die Möglichkeit eröffnet, transiente elektromagnetische Pulse zu erzeugen, deren Zentralfrequenz in den THz-Frequenzbereich fällt. Diese Pulse weisen Zeitdauern im Bereich einiger hundert Femtosekunden auf und tragen spektrale Information über mehrere Terahertz verteilt in sich [12,18]. Somit ist es möglich, Proben über einen weiten Frequenzbereich mittels einer einzelnen Messung zu charakterisieren.

Hierfür ist es notwendig, das komplexe elektrische Feld der emittierten THz-Welle zeitlich aufzunehmen, da für eine Untersuchung der komplexen dielektrischen Materialeigenschaften der Probe sowohl die frequenzabhängige Phasen- wie auch Amplitudeninformation des THz-Signals erforderlich ist. Diese zeitliche Abtastung wird bei der TDS mittels eines optischen Abfragepulses in einem Detektor erreicht, welcher sowohl sensitiv auf die THz-Feldamplitude als auch auf die optische Leistung des Abfragepulses reagiert. Über eine optische Weglängenveränderung können die Abfragepulse zeitlich relativ zur THz-Welle verschoben werden und somit wird eine zeitliche Abtastung des THz-Feldes ermöglicht [12].

Während in den vergangenen Jahrzehnten unterschiedliche Konzepte für THz-Emitter und Detektoren, welche für die TDS eingesetzt werden können, entwickelt wurden, wird im Rahmen dieses Kapitels der Verständlichkeit halber allein das Prinzip der so genannten photoleitfähigen Antennen beleuchtet [19]. Diese erlauben sowohl, THz-Wellen zu emittieren, als auch diese zu detektieren, wie im Folgenden beschrieben.

2.1.1 Erzeugung von Terahertzpulsen mittels photoleitfähiger Antennen

Das zugrunde liegende Prinzip einer photoleitfähigen Antenne als Emitter für THz-Wellen liegt darin, mittels eines kurzen optischen Pulses einen transienten Stromfluss auszulösen, welcher als Quellstrom eines abgestrahlten THz-Pulses dient. Hierfür ist ein photoleitfähiges Halbleitermaterial erforderlich, in dem die Photonen der Laserstrahlung freie Ladungsträger anregen können. Weiterhin ist es notwendig, dass dieses Material im Falle einer ausbleibenden optischen Anregung eine geringe Leitfähigkeit aufweist, damit ein hohes elektrisches Gleichfeld angelegt werden kann, ohne dass ein merklicher Gleichstromfluss resultiert, welche die Antenne thermisch belasten würde. Die von den optischen Pulsen erzeugten freien Ladungsträger werden durch das elektrische Feld stark beschleunigt und somit entstehen kurze Strompulse. Da beschleunigte Ladungsträger elektromagnetische Wellen abstrahlen, induziert dieser transiente Stromverlauf die Emission von THz-Wellen aus der Antenne [20].

Als geeignetes photoleitfähiges Material für die TDS wird weit verbreitet tieftemperaturgewachsenes (engl. „low-temperature-grown,“ (LT)) Galliumarsenid (GaAs) eingesetzt. Hierbei werden während des Wachstumsprozess gezielt Arsencluster in den Halbleiterkristall eingebaut, welche als Einfangzentren für die angeregten Ladungsträger wirken und die Ladungsträgerlebensdauer dieses Materialsystems im Vergleich zu konventionellem GaAs stark herabsetzen. Typische Zeitkonstanten für die Ladungsträgerlebensdauer von LT-GaAs liegen im Bereich einiger hundert Femtosekunden. Eine Analyse dieses Materialsystems als Substrat für THz-Antennen ist beispielsweise in den bereits veröffentlichten Ergebnissen [21] gegeben.

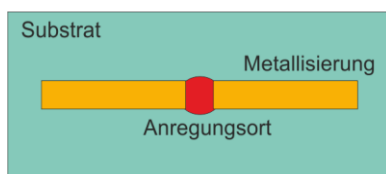


Abbildung 1: Schematischer Aufbau einer photoleitfähigen THz-Antenne: Auf einem Halbleitersubstrat ist eine Metallisierungsstruktur aufgebracht, welche der Spannungsversorgung dient. Diese wird durch eine photoleitfähige Lücke unterbrochen, welche den Anregungsort der Laserstrahlung darstellt.

Um THz-Wellen zu erzeugen, wird eine Metallisierungsstruktur auf das LT-GaAs aufgebracht, welche der Gleichspannungsversorgung dient. Wie in der Abbildung 1 skizziert, wird diese Metallisierung von einer photoleitfähigen Lücke unterbrochen, welche im Falle einer ausbleibenden optischen Anregung einen hohen Widerstandswert aufweist. Wird gepulste Laserstrahlung in diese Lücke fokussiert, so regen die Photonen Elektronen in das Leitungsband und der Widerstand der Lücke fällt somit schnell ab, wobei die Zeitdauer des anregenden Laserpulses die Abfallzeit bestimmt. Die Änderung des Widerstandes resultiert in einem schnellen Anstieg des Stromflusses, welcher durch das angelegte elektrische Gleichfeld angetrieben wird. Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer werden die Ladungsträger schnell von den Rekombinationszentren eingefangen und damit erreicht die Leitfähigkeit der Lücke bereits nach wenigen hundert Femtosekunden wieder ihren Gleichgewichtszustand. Dies führt zu einem raschen Abklingen des Stromflusses.

Da die abgestrahlte THz-Welle proportional zu der zeitlichen Änderung des Stromes ist, tragen beide Flanken im zeitlichen Stromverlauf, der Anstieg sowie das Abklingen, zu der zeitlichen Form des THz-Pulses bei. Je kürzer die Zeitdauer der anregenden Laserpulse sowie die Lebensdauer der freien Ladungsträger sind, desto höher wird die Bandbreite des abgestrahlten THz-Pulses ausfallen [22]. Genauer wird dieser Zusammenhang in [23] unter Zugrundelegung des Drude-Modells für die Ladungsträgerdynamik untersucht.

In der Abbildung 2 ist der simulierte Verlauf der resultierenden Ladungsträgerdichte, des Stromflusses und der abgestrahlten THz-Welle gezeigt. Die Berechnung orientiert sich dabei an dem in [23] beschriebenen Modell. Als Parameter wurde eine Pulsdauer des Lasers von 100 fs, eine Ladungsrekombinationszeit von 30 ps, eine Ladungsträgereinfangzeit von 500 fs und eine Streuzeit von 100 fs angenommen. Die Ladungsträgereinfangzeit beschreibt hierbei die Zeitkonstante der Ladungsträgerlebensdauer und damit die Zeit, in welcher die Ladungsträger zum Stromfluss beitragen [23]. In der Abbildung ist sowohl der schnelle Anstieg der Ladungsträgerdichte, hervorgerufen durch die kurze Laserpulsdauer, wie auch der etwas langsamere Abfall, der aus der Ladungsträgereinfangzeit resultiert, zu erkennen. Dieser Verlauf führt zu einem transienten Strompuls mit einer Dauer von etwa einer Pikosekunde sowie einem abgestrahlten THz-Puls, der sich über einen Frequenzbereich von mehreren Terahertz erstreckt.

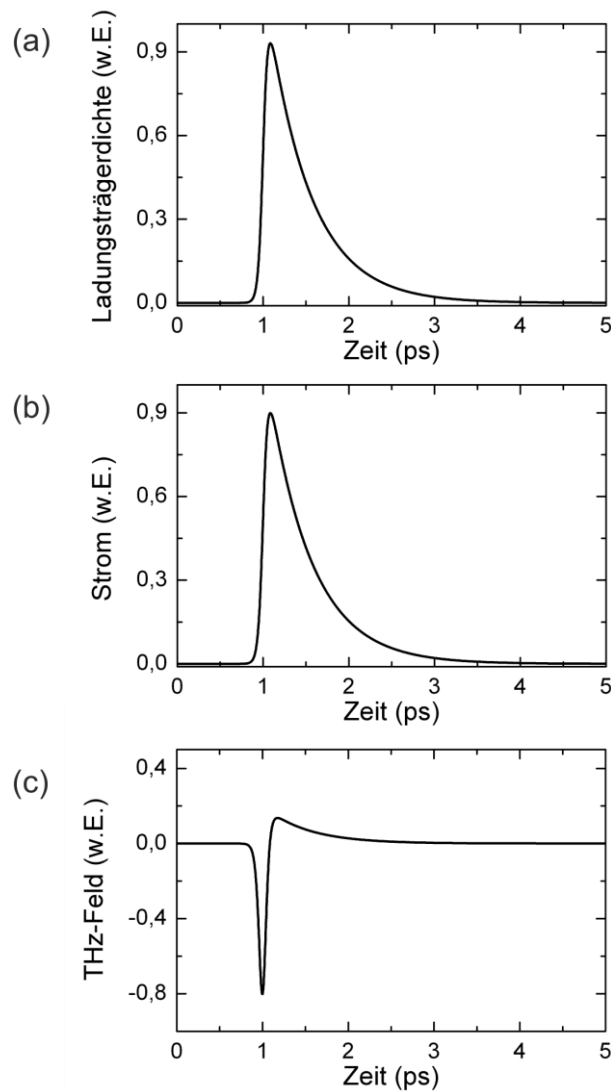


Abbildung 2: Zeitlicher Verlauf der Ladungsträgerdichte (a), des Stromflusses (b) und der hieraus resultierenden abgestrahlten THz-Welle (c). Die Verläufe wurden anhand Simulationsrechnungen analog zu jenen in [23] ermittelt.

Die Abstrahlung der THz-Wellen erfolgt dabei aufgrund des kleinen Anregungsgebietes, die photoleitfähige Lücke weist oftmals eine Fläche von $10\text{ }\mu\text{m} \times 5\text{ }\mu\text{m}$ auf [21], sehr divergent und ungerichtet. Um eine Vorkollimation der Wellen zu erreichen und den Effekt der Totalreflexion, der an dem Halbleiter-Luft-Übergang auftritt, zu minimieren, wird eine Substrat-Linse aus Silizium direkt auf das Halbleitersubstrat aufgebracht [24], wie in der Abbildung 3 illustriert.

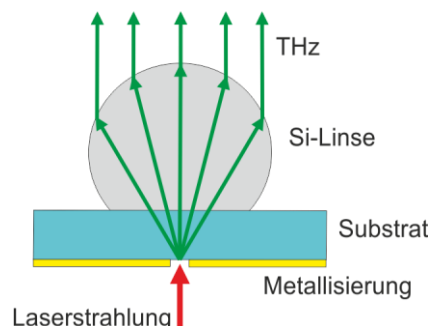


Abbildung 3: Auf der THz-Antenne ist eine Silizium Linse aufgebracht, welche die erzeugten THz-Wellen aus dem Substrat auskoppelt und deren Divergenz reduziert.

2.1.2 Signaldetektion

Um die abgestrahlten breitbandigen THz-Pulse zu detektieren, können ebenfalls photoleitfähige Antennen eingesetzt werden. Im Unterschied zu den Emitter-Antennen wird hierbei keine Gleichspannung an diese angelegt sondern es wird ein Stromsensor an die Kontakte angeschlossen. Trifft ein optischer Laserpuls auf die photoleitfähige Lücke, so werden kurzzeitig Ladungsträger erzeugt, welche die Leitfähigkeit der Antenne erhöhen. Trifft gleichzeitig ein THz-Puls an der Antenne ein, so beschleunigt das elektrische THz-Feld die optisch angeregten Ladungsträger und es resultiert ein Stromfluss. Dieser hält so lange an, bis die freien Ladungsträger eingefangen sind, so dass der im Detektor fließende Strom $I(\Delta t)$ als Funktion des Zeitunterschiedes Δt zwischen den optischen Abfragepulsen und der THz-Welle als Faltung aus Ladungsträgerdichte $n(t)$ und THz-Feldamplitude $E(t)$ beschrieben werden kann [23]:

$$I(\Delta t) \propto \int_{-\infty}^{\infty} n(t - \Delta t) E(t) dt. \quad (2.1)$$

Hieran wird deutlich, dass ein schneller Abfall der Ladungsträgerdichte, also eine kurze Lebensdauer der freien Ladungsträger, für eine breitbandige Signaldetektion notwendig ist. Anderenfalls induziert die endliche Ladungsträgerlebensdauer eine Tiefpasswirkung und schwächt die höheren Signalkomponenten ab [23], da über den zeitlichen Verlauf des THz-Pulses integriert wird.

Diese Signaldetektion ermöglichte eine zeitaufgelöste Messung des elektrischen Feldes der THz-Welle in einem Zeitbereichsspektrometer, welches in der Abbildung 4 skizziert ist. Ein Teil der optischen Leistung eines Femtosekundenlasers wird auf die Emitterantenne gerichtet, während ein zweiter Teil über einen Strahlteiler von der Laserstrahlung abgespalten und über eine Verzögerungseinheit auf die Detektorantenne gerichtet wird. Die Verzögerungseinheit wird dabei beispielsweise über einen motorisierten Linearversteller realisiert, auf dem ein Spiegel befestigt ist.

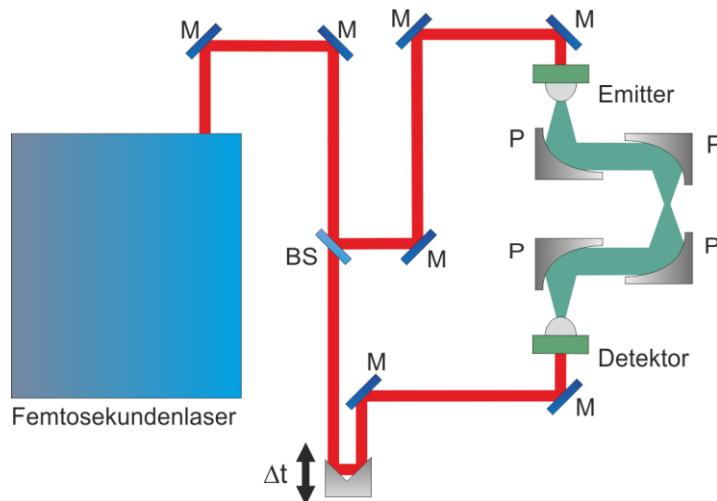


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines THz-Zeitbereichsspektrometers. Die Emission eines Femtosekundenlasers wird mittels eines Strahlteilers (BS) in zwei Teile aufgespalten. Ein Teil wird über mehrere Spiegel (M) direkt auf die Emitter-Antenne gerichtet. Der zweite Teil wird über einer Verschiebeeinheit geführt, welche eine variable Laufzeitverzögerung Δt ermöglicht, und dann auf die Detektorantenne gerichtet. Die erzeugten THz-Wellen werden über Parabolspiegel (P) über einen Zwischenfokus auf den Detektor fokussiert.

Mit einem solchen Spektrometer können pulsförmige THz-Signale gemessen werden, welche eine breitbandige Charakterisierung dielektrischer Probeneigenschaften erlauben. In der Abbildung 5 sind typische Signale eines solchen TDS-Systems aufgetragen. Es ist zuerkennen, dass die Zeitdauer der Pulse im Bereich einer Pikosekunde liegt, während sich die spektrale Information bis zu fünf Terahertz erstreckt. Ein tiefer Einblick in die THz-Zeitbereichsspektroskopie wird beispielsweise in [25] gegeben.

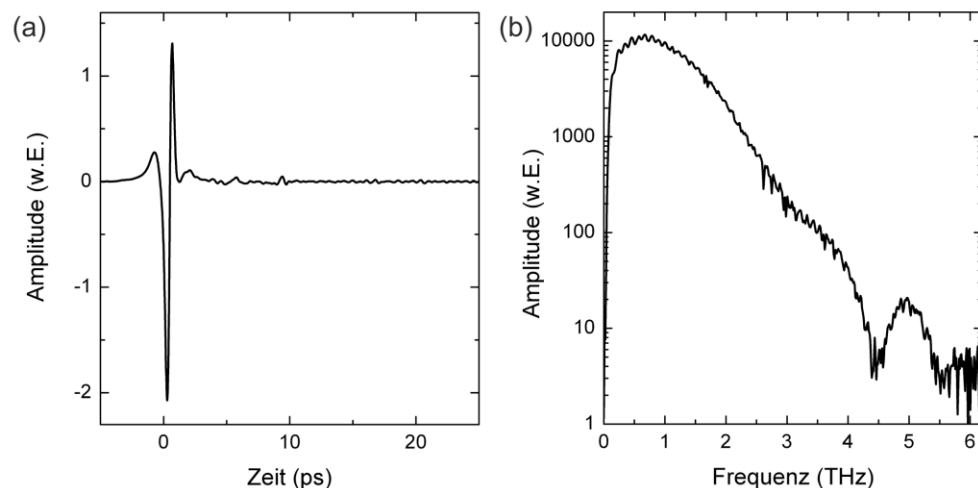


Abbildung 5: Typische Signale eines THz-TDS-Systems. (a): Zeitbereichsdarstellung der THz-Pulse; (b): Dazugehörige spektrale Amplitude.

2.2 Interaktion von Terahertzwellen mit Materie

Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen im Vakuum lässt sich relativ einfach beschreiben, da hier weder gebundene noch freie Ladungen vorhanden sind, welche mit der Welle wechselwirken könnten. Innerhalb von Materie allerdings existieren solche Ladungen und die Wellen wechselwirken beispielsweise mit den Valenzelektronen der Atome, indem das elektrische Feld der Wellen oszillierende Dipolmomente induziert, welche selbst elektromagnetische Wellen abstrahlen [26]. In diesem Abschnitt soll ein knapper Einblick in die Beschreibung dieser Wechselwirkung basierend auf den Wellengleichungen und den makroskopischen Materialparametern der dielektrischen Permittivität und der magnetischen Permeabilität gegeben werden. Hierbei wird die Materie der Übersichtlichkeit halber als rein passiv angesehen, dass heißt es werden keine nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den Wellen und der Materialrespons berücksichtigt. Diese Näherung ist gerade für den THz-Frequenzbereich oftmals gültig, da THz-Wellen, welche für die Spektroskopie eingesetzt werden, oftmals nur sehr geringe Intensitäten aufweisen und somit ein lineares Regime der Wechselwirkung resultiert [25].

2.2.1 Grundlegende Wechselwirkung

Um die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen zu beschreiben, können die Maxwell'schen Gleichungen herangezogen werden [26]. Dieser Satz von Vektorgleichungen verknüpft die sich zeitlich ändernden Größen des elektrischen Feldes $\vec{E}(t)$, der magnetischen Flussdichte $\vec{H}(t)$ sowie der magnetischen Flussdichte $\vec{B}(t)$ und der elektrischen Verschiebungsdichte $\vec{D}(t)$ [26]:

$$\nabla \times \vec{E}(t) = -\frac{\delta}{\delta t} \vec{B}(t), \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{H}(t) = \vec{j}(t) + \frac{\delta}{\delta t} \vec{D}(t), \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{D}(t) = \rho, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{B}(t) = 0. \quad (2.5)$$

Hierbei treten die beiden Quellterme der Stromdichte $\vec{j}(t)$ und der skalaren Raumladungsdichte ρ auf. Weiterhin sind die elektrischen sowie die magnetischen Felder über die materialabhängige Permittivität ϵ bzw. die Permeabilität μ verbunden:

$$\vec{D}(t) = \epsilon \vec{E}(t), \quad (2.6)$$

$$\vec{B}(t) = \mu \vec{H}(t). \quad (2.7)$$

Sowohl die Permittivität, welche die dielektrischen Eigenschaften der Materie beschreibt, als auch die Permeabilität, welche mit den magnetischen Stoffeigenschaften assoziiert ist, sind im Allgemeinen in Form von Tensoren gegeben, welche selbst Funktionen der wirkenden Felder sein können. Für viele Betrachtungen können diese jedoch als skalare Größen angenommen werden. In diesem Fall kann aus den Gleichungen (2.2)-(2.7) die homogene Wellengleichung ermittelt werden, welche die Propagation einer elektromagnetischen Welle im Falle ausbleibender Anregung beschreibt [26]:

$$\nabla^2 \vec{E}(t) - \epsilon \mu \frac{\delta^2}{\delta t^2} \vec{E}(t) = 0. \quad (2.8)$$

Diese Darstellung erlaubt die Analyse eines allgemeinen zeitlichen Verlaufes der Amplitude der propagierenden Welle. Einen intuitiveren Zugang ermöglicht dagegen eine Formulierung von (2.8) für den Fall harmonischer Felder, welche mit einer Kreisfrequenz ω sinusförmig oszillieren. Deren zeitliches Verhalten ist mittels der komplexen Zeigerdarstellung [26] gegeben über:

$$\vec{E}(t) = \Re\{\vec{E}(\omega) \exp(i\omega t)\}, \quad (2.9)$$

wobei die frequenzabhängige Amplitude $\vec{E}(\omega)$ eine komplexe Größe darstellt. Somit ergibt sich die homogene Wellengleichung in der Frequenzbereichsdarstellung zu:

$$\nabla^2 \vec{E}(\omega) + \omega^2 \epsilon(\omega) \mu(\omega) \vec{E}(\omega) = 0. \quad (2.10)$$

Diese Darstellung weißt den Vorteil auf, dass sie dem frequenzabhängigen Verlauf der dielektrischen und magnetischen Materialeigenschaften direkt Rechnung trägt und somit auf einfache Weise Effekte wie etwa die materialbedingte Dispersion berücksichtigt werden können. Ebenfalls ist es mittels linearer Superposition möglich über diese Beziehung elektromagnetische Wellen zu beschreiben, welche mehrere Frequenzkomponenten aufweisen, beispielsweise breitbandige THz-Pulse [26].

Um noch handhabbarere Ausdrücke zu erhalten, wird an dieser Stelle der Fall einer ebenen Welle betrachtet, welche einen senkrecht zur Propagationsrichtung invarianten Verlauf der Amplitude und somit eine unendliche transversale Ausdehnung aufweist. Diese Annahme erlaubt, (2.10) für den Fall einer in x-Richtung propagierenden ebenen Welle wie folgt zu vereinfachen:

$$\frac{\delta^2}{\delta x^2} \vec{E}(\omega) + \omega^2 \epsilon(\omega) \mu(\omega) \vec{E}(\omega) = 0. \quad (2.11)$$

Eine Lösung dieser Gleichung ergibt sich zu:

$$\vec{E}(\omega) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega\sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}x), \quad (2.12)$$

wobei \vec{E}_0 die konstante Amplitude des Feldes darstellt. Hierbei kann das materialbedingte Verhalten über die Propagationskonstante k beschrieben werden:

$$k(\omega) := \omega\sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)} = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\sqrt{\epsilon_r(\omega)\mu_r(\omega)}. \quad (2.13)$$

Hier stellt ϵ_0 und μ_0 die Permittivität bzw. die Permeabilität des Vakuums und die Größen $\epsilon_r(\omega)$ und $\mu_r(\omega)$ die relative Permittivität bzw. Permeabilität der Materie dar, durch welche die Welle propagiert. Über den Zusammenhang mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 [26]:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}, \quad (2.14)$$

vereinfacht sich dieser Ausdruck zu:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\epsilon_r(\omega)\mu_r(\omega)}. \quad (2.15)$$

Oftmals wird anstelle der Permittivität auch der komplexe Brechungsindex \bar{n} verwendet, um die Wechselwirkung eines Materials mit elektromagnetischen Wellen zu beschreiben. Dieser teilt sich in einem Realteil n und einen Imaginärteil κ auf und ist mit $\epsilon_r(\omega)$ und $\mu_r(\omega)$ verbunden über [26]:

$$\bar{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)\mu_r(\omega)}. \quad (2.16)$$

Hierbei wird durch n die Phasenverzögerung, welche die Welle beim Durchlaufen des Materials erfährt, berücksichtigt, während κ dem Verlust Rechnung trägt, welcher beispielsweise aufgrund von Absorption auftritt.

2.2.2 Dielektrische Mischsysteme

Trifft eine elektromagnetische Welle auf Grenzflächen zwischen zwei Materialien unterschiedlicher Permittivität, so kann ein Teil der Energie aufgrund von Reflexion oder Streuung umgelenkt werden. Durchdringt die Welle jedoch ein dielektrisches

Mischsystem, welches sich aus Einzelteilen zusammensetzt, die jeweils viel kleiner sind als die Wellenlänge der propagierenden Welle, so mittelt die Welle über die einzelnen Komponenten und interagiert mit dem Mischsystem in gleicher Weise wie mit einem homogenen dielektrischen Material, welches eine effektive Permittivität ϵ_R aufweist [27]. Dieses heterogene System kann somit als effektives Medium angesehen und über „Effektive Medien Theorien“ (EMT) charakterisiert werden [27]. Hierbei ist besonders der Fall, in dem die Partikelgröße sehr viel kleiner als die Wellenlänge der wechselwirkenden Welle ist, vom Interesse, da hierbei die so genannte quasi-statische Näherung herangezogen werden kann, welche von vernachlässigbaren Streueffekten ausgeht [27].

Eine nähere Untersuchung von dielektrischen Mischsystemen im THz-Frequenzbereich, bei denen die quasi-statische Näherung Gültigkeit besitzt, ist beispielsweise in [28] durchgeführt. So können über EMTs der effektive Brechungsindex von polymeren Compounds, d.h. Polymeren, denen Additive zugesetzt sind, ermittelt werden [29]. Ebenfalls ist es möglich, den Wassergehalt von Polymeren [30] und Pflanzen [9] über diese Theorien zu modellieren. Dieses ist möglich, solange die Teilchengröße weit kleiner als die Wellenlänge der THz-Wellen ist. Anderenfalls müssen Streueffekte berücksichtigt werden, welche an den Grenzflächen auftreten, und eine dynamische Analyse notwendig machen [27].

Interessant erscheint somit der Fall des Übergangs zwischen den Gültigkeitsbereichen der quasi-statischen Näherung und der dynamischen Methoden. Hierbei liegen die Größen der einzelnen Komponenten im Bereich der Wellenlänge der THz-Welle, also im Bereich zwischen $10\ \mu\text{m}$ und einem Millimeter. Beispielsweise sind in einem Mischsystem aus zufällig verteilten dielektrischen Kugeln mit solchen Abmessungen Streuphänomene beobachtbar, welche mittels der Mie-Streuung und statistischen Ansätzen beschrieben werden können [27].

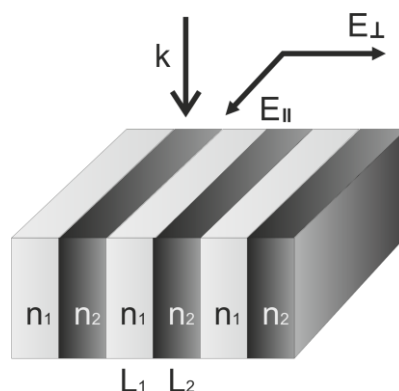


Abbildung 6: Prinzipielle Struktur des untersuchten photonischen Kristalls. Dieser wird durch zwei alternierende Schichtfolgen mit der jeweiligen Dicke L_i und dem Brechungsindex n_i gebildet. Die THz-Welle propagiert durch diesen entlang der eingezeichneten Richtung k , wobei diese Abhängig von der Polarisationsrichtung E_{\perp} oder E_{\parallel} unterschiedliche resultierende optische Materialeigenschaften erfährt.

Im Gegensatz hierzu soll an dieser Stelle ein analytisch handhabbareres Problem vorgestellt werden, bei dem die Einzelkomponenten definierte Größen und Positionen aufweisen. Die Gliederung der Darstellung orientiert sich dabei an den bereits veröffentlichten Ergebnissen [31]. Als Probe dient ein eindimensionaler photonischer Kristall, der aus zwei verschiedenen Schichten mit der jeweiligen Dicke L_i und dem Brechungsindex n_i aufgebaut ist. Die Schichten werden alternierend übereinandergelegt, so dass eine periodische Struktur entsteht, wie in der Abbildung 6 illustriert. Für eine THz-Welle weist diese Struktur unterschiedliche resultierende optische Eigenschaften auf, je nachdem ob diese parallel oder senkrecht zu der Schichtfolge polarisiert ist. Dieses wird auch als Form-Doppelbrechung bezeichnet [32].

Im Falle einer Schichtdicke, welche weit unter der THz-Wellenlänge liegt, sind die quasi-statischen EMTs gültig und die Struktur kann analog zu der resultierenden Kapazität eines Plattenkondensators beschrieben werden [32]. Für die effektiven Brechungsindizes $n_{P,0}$ und $n_{S,0}$ der Struktur, die für eine Polarisation der Welle parallel bzw. senkrecht zu den Schichten auftreten, ergibt sich dann [32]:

$$n_{P,0}^2 = \xi_1 n_1^2 + \xi_2 n_2^2, \quad (2.17)$$

$$n_{S,0}^2 = \left(\frac{\xi_1}{n_1^2} + \frac{\xi_2}{n_2^2} \right)^{-1}, \quad (2.18)$$

wobei ξ_i den Volumenanteil und n_i den Brechungsindex der beiden Schichten darstellt.

Diese Näherung ist jedoch nur solange gültig, bis die Periodenlänge Λ der Schichtabfolge, welche aus den beiden Schichtdicken L_1 und L_2 gegeben ist:

$$\Lambda = L_1 + L_2, \quad (2.19)$$

in die Größenordnung der Wellenlänge vorstößt. Für größere Perioden muss eine dynamische Beschreibung des Problems erfolgen. In [33,34] wird eine dynamische EMT vorgestellt, welche diese spezifische Struktur für den Fall von Periodenlängen nahe der Wellenlänge λ beschreibt. Hierbei folgen die resultierenden Brechungsindizes n_P und n_S [34]:

$$n_P^2(\lambda) = n_{P,0}^2 + \frac{1}{3} \left(\pi \frac{\Lambda}{\lambda} \xi_1 \xi_2 (n_1^2 - n_2^2) \right)^2, \quad (2.20)$$

$$n_S^2(\lambda) = n_{S,0}^2 + \frac{1}{3} \left(\pi \frac{\Lambda}{\lambda} \xi_1 \xi_2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) n_{P,0} n_{S,0}^3 \right)^2. \quad (2.21)$$

Anhand des wellenlängenabhängigen Terms Λ/λ wird ersichtlich, dass von der Struktur neben eines doppelbrechenden auch ein dispersives Verhalten zu erwarten ist, welches um so stärker wird, je näher die Periodenlänge in den Bereich der Wellenlänge vorstößt.

Für die experimentelle Umsetzung dieser photonischen Kristallstruktur werden zwei Folien aus zwei unterschiedlichen Polymermaterialien in 10 mm x 5 mm große Stücke geschnitten und alternierend aufeinandergestapelt, bis eine Höhe des Stapel von etwa 10 mm erreicht ist. Damit misst die Apertur der Probe 10 mm x 10mm und deren Dicke 5 mm. Die eine Folienart weist dabei eine Dicke von 250 μm auf und besteht aus Polypropylen(PP), die andere ist 150 μm dick und besteht aus einem PP-Compound, in welches als Additiv Titandioxid(TiO_2)-Kugeln mit einem Volumenanteil von 30 % und einer Partikelgröße von unter 100 nm eingebettet sind. Das Compound stellt selbst ein effektives Medium dar, welches aufgrund der kleinen Partikelgröße der Additive ein quasi-statisches Verhalten zeigt [29]. Der Brechungsverlauf beider Polymerfolien, welcher mittels TDS bestimmt wurde, (aufgetragen in Abbildung 7) weist in dem untersuchten Frequenzbereich keine merkliche Dispersion auf.

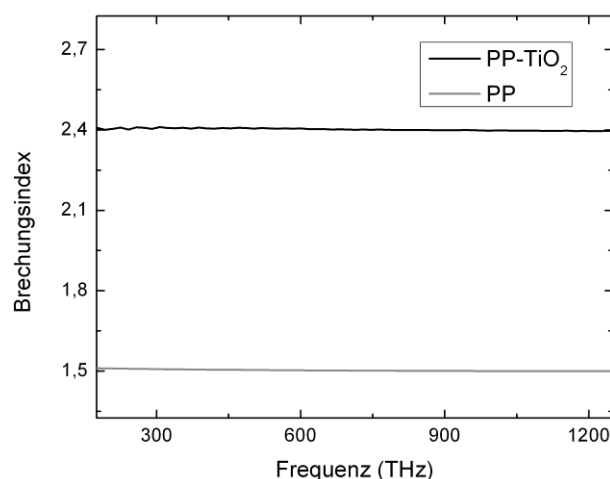


Abbildung 7: Brechungsindizes der beiden Polymere, die zum Bau der photonischen Kristallstruktur eingesetzt werden.

Im Gegensatz dazu ist in dem Verlauf der effektiven Brechungsindizes der photonischen Struktur ein deutlicher frequenzabhängiger Verlauf zu erkennen, wie in der Abbildung 8 ersichtlich. Ebenfalls ist in der Abbildung der doppelbrechende Charakter der Probe zu sehen, welche über das untersuchte Frequenzintervall zwischen 200 GHz und 600 GHz einen Unterschied zwischen den Brechungsindizes von etwa 0,2 aufweist. Die experimentell bestimmten Materialparameter sind in der Abbildung mit den Modellverläufen nach (2.20) und (2.21) verglichen. Hierbei werden für die Berechnungen zusätzliche Luftzwischenräume zwischen den Folien von 50 μm angenommen, deren Größe über die Gesamtdicke der Struktur sowie der Anzahl der verwendeten Polymerfolien abgeschätzt wird.

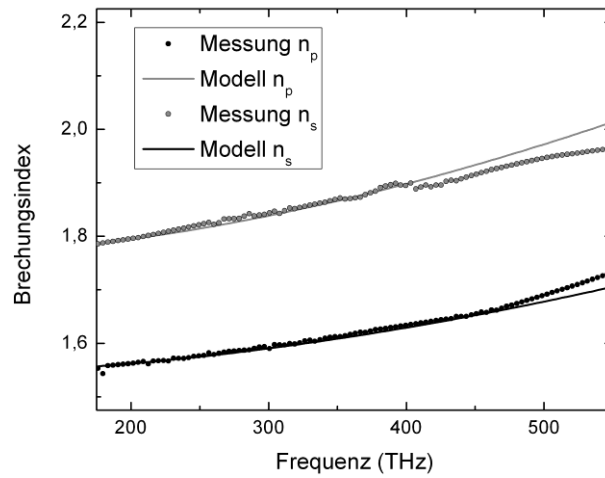


Abbildung 8: Brechungsindizes der photonischen Kristallstruktur für die beiden Polarisationsrichtungen der THz-Welle parallel und senkrecht zur Folienorientierung. Ebenfalls eingezeichnet ist der Modellverlauf nach (2.20) und (2.21).

Der Modellverlauf stimmt im unteren Frequenzbereich hervorragend mit den Messwerten überein. Erst bei Frequenzen um 400 GHz werden die Grenzen des Modells erreicht und die gemessenen Brechungsindizes weichen aufgrund von Wellenleitungs- und Streueffekten [33] der Struktur von den Modellvoraussagen ab.

Somit eignet sich der vorgestellte Ansatz von polymeren, photonischen Kristallen, welche eine ausgeprägte Form-Doppelbrechung aufweisen, beispielsweise für die Konstruktion von THz-Wellenplatten, wie in [31] gezeigt. Ferner könnte die merkliche Dispersion ausgenutzt werden, um beispielsweise THz-Prismen zu erstellen oder eine Pulsformung der THz-Signale zu erreichen.

Es zeichnet einen gebildeten Geist aus, sich mit jenem Grad an Genauigkeit zufrieden zugeben, den die Natur der Dinge zulässt, und nicht dort Exaktheit zu suchen, wo nur Annäherung möglich ist.

Aristoteles (384 v. Chr. - 322 v. Chr.)

3 Terahertz-Signalanalyse

Die Terahertz (THz)-Zeitbereichsspektroskopie zeichnet sich im besonderen Maße durch die messtechnische Zugänglichkeit zum komplexen elektrischen Feld der THz-Wellen aus. Das bedeutet, dass neben der spektralen Energie auch die zugehörige Phasenlage der THz-Strahlung detektiert werden kann. Somit ist es möglich, aus dem Vergleich zwischen einer Referenzmessung und einer Probenmessung die komplexe Dielektrizitätskonstante des untersuchten Materials breitbandig zu bestimmen.

Viele andere Spektroskopiemethoden, wie etwa die klassische Fourier-Spektroskopie [35], liefern lediglich Aufschluss über die spektrale Transmission der zu untersuchenden Materialien. In diese Messgröße geht jedoch sowohl der Real- als auch Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten ein, so dass eine direkte Trennung dieser Größen nicht möglich ist. Nur unter der Bedingung, dass diese Messungen in einem sehr breiten Spektralbereich erfolgen, kann über das Kausalitätsprinzip mittels der Kramers-Kronig-Relation eine näherungsweise Bestimmung des Real- und des Imaginärteils erfolgen [36].

Der aufgeführte Vorteil der THz-Spektroskopie bringt jedoch auch die Notwendigkeit einer aufwendigeren Signalauswertung mit sich. In diesem Kapitel soll zunächst ein kurzer Überblick über konventionelle Verfahren der Auswertung von THz-Signalen gegeben werden. Diese basieren auf analytischen Approximationen, da die zugrundeliegenden Gleichungen nicht geschlossen nach den dielektrischen Materialparametern lösbar sind. Wie gezeigt wird, ermöglicht die Heranziehung von numerischen Auswerteverfahren die Durchführung einer präziseren Analyse der Signale. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierfür drei Algorithmen entwickelt, die im Folgenden vorgestellt werden. Der zunächst beschriebene Ansatz basiert auf einer Rekonstruktion des Zeitbereichssignals der Probenmessung aus dem aufgenommenen Referenzpuls. Die im Folgenden präsentierten Methoden arbeiten im Frequenzbereich und bilden die komplexe Transferfunktion, welche durch die Messung bestimmt wurde, numerisch nach. Abschließend wird in diesem Kapitel kurz auf die Praxiseignung der entwickelten Auswertemethoden hingewiesen als Ausblick auf die sich hierdurch bietenden Möglichkeiten für die Anwendbarkeit der THz-Spektroskopie.

3.1 Konventionelle Auswertung

Die einfachste Methode THz-Datensätze auszuwerten besteht darin, Parameter aus der Zeitbereichsdarstellung direkt als Messaussage heranzuziehen. In Abbildung 9 ist exemplarisch ein typisches mit einem THz-Zeitbereichsspektrometer aufgenommenes Zeitsignal gezeigt. Dargestellt ist das Signal, welches in einem leeren Spektrometer aufgenommen wurde und als Referenzmessung dient. Diese Messung ermöglicht eine Charakterisierung der systeminhärenten komplexen Antwortfunktion des Systems. Neben der Referenzmessung ist zudem ein Messpuls einer Probenmessung in der Abbildung illustriert. Im Falle dieser Messung durchdringt die THz-Welle anstatt einer Luftstrecke die Probe und wird durch den erhöhten optischen Weg verzögert. Zudem treten Verluste aufgrund von Reflexion an den Grenzflächen und durch Absorption auf. Als Konsequenz wird der Puls der Probenmessung im Vergleich zu der Referenzmessung sowohl zeitlich verzögert als auch abgeschwächt.

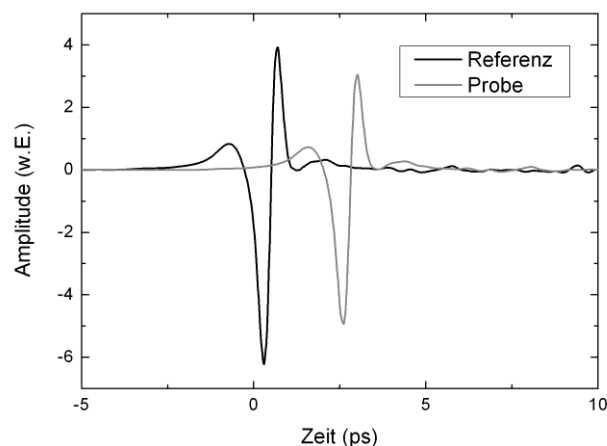


Abbildung 9: Beispielsignale eines THz-Zeitbereichsspektrometers. Gezeigt ist das Signal einer Luftmessung, welche als Referenz dient, und das Signal einer Probenmessung. Bei dieser Probenmessung durchdringt die Welle ein 700 μm dickes Stück Quarzglas.

Betrachtet man die maximale Amplitude der gemessenen Pulse sowie deren zeitliche Position kann eine direkte und einfache Charakterisierung der Probe erfolgen. Während der Vergleich der Amplituden zwischen Referenz und Probenmessung ein Maß für die Transmission darstellt, liegt in der Zeitdifferenz der beiden Pulse eine Größe vor, die direkt proportional zur Probendicke ist. Herangezogen werden diese einfachen Methoden häufig für die Auswertung großer Datenmengen. Das Verfahren der Laufzeitbestimmung wird in der Fachliteratur zumeist als "time-of-flight"-Methode bezeichnet [37]. Für die Transmissionsauswertung wird anstelle der maximalen Pulsamplitude auch der Spitze-zu-Spitze-Wert benutzt, da sich die Messpulse zumeist aus einem positiven und einem negativen Teilpuls zusammensetzen.

Während diese beiden Verfahren für eine oberflächliche Datenauswertung einsetzbar sind, ignorieren diese jedoch den Umstand, dass sich die Energie der THz-Pulse über einen weiten Spektralbereich erstreckt. Die Angabe der Pulslaufzeit und der Pulsamplitude kondensiert diese breitbandige Information in einzelne Zahlen und stellt somit gewissermaßen eine Mittelung über die Messinformation dar. Um eine detailliertere Analyse durchführen zu können, wird alternativ die komplexe Fouriertransformierte der gemessenen Zeitsignale (Abbildung 10) betrachtet. Dieser komplexe, frequenzabhängige Wert wird oftmals in Form der spektralen Amplitude und Phase der Fouriertransformierten visualisiert. Die mathematischen Grundlagen sind beispielsweise [38] zu entnehmen.

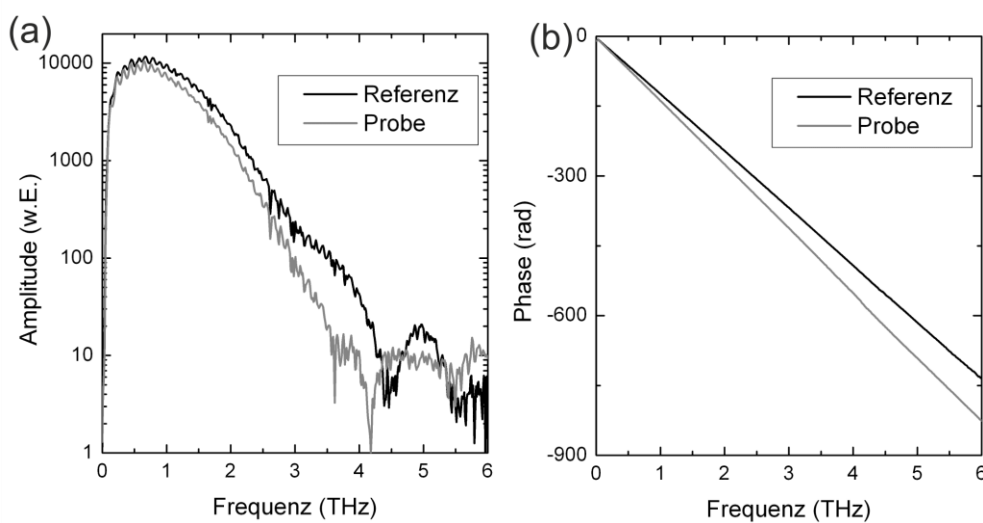


Abbildung 10: Typtische THz-Spektren der Signale eines Zeitbereichsspektrometers. In der Teilabbildung (a) ist die spektrale Amplitude und in der Teilabbildung (b) die spektrale Phase jeweils für eine Referenzmessung und die Messung einer 700 μm dicken Quarzglasprobe gezeigt.

Wie in der Abbildung ersichtlich ist, liegt der spektrale Amplitudenwert der Probenmessung unter jenem der Referenz, was den durch die Probe hervorgerufenen Verlusten zuzusprechen ist. Deutlich erkennbar ist eine zunehmende Dämpfung der spektralen Probenamplitude zu höheren Frequenzen hin, welche sich aus dem mit der Frequenz ansteigenden Absorptionskoeffizient der Probe ergibt. In der gezeigten Phasenlage ist ein relativ linearer, stetiger Abfall zu erkennen, wobei die Probenphase eine steilere Steigung aufweist. Dieses erklärt sich damit, dass die spektrale Phase gewisser Weise den Auftreffzeitpunkt des Pulses beschreibt. Wird dieser verzögert, nimmt die Phase linear zu höheren Frequenzen hin ab. Diese grundlegenden Eigenschaften von Fouriertransformierten sind in [38] näher erläutert.

Neben dieser qualitativen Beschreibung der im Spektrum ersichtlichen Effekte ermöglicht jedoch eine einfache analytische Herangehensweise eine näherungsweise Extraktion der komplexen optischen Parameter. Zunächst definiert man hierzu die

komplexe Antwortfunktion der Probe $S(f)$ und der Referenzmessung $R(f)$ als Fouriertransformierte der zugehörigen Zeitbereichsdaten $s(t)$ und $r(t)$:

$$S(f) := FFT(s(t)), \quad (3.1)$$

$$R(f) := FFT(r(t)). \quad (3.2)$$

Aus den Messungen folgt somit die Übertragungsfunktion $H(f)$ der Probe, welche als Quotienten dieser beiden Größen definiert ist [38]:

$$H(f) := \frac{S(f)}{R(f)}. \quad (3.3)$$

Um aus der gemessenen Übertragungsfunktion auf die Probenparameter zu schließen, wird zunächst der analytische Zusammenhang zwischen dieser komplexen Größe und der Probendicke sowie der dielektrischen Probeneigenschaften aufgestellt. Dieser setzt sich aus drei Anteilen zusammen: Die Phasenverzögerung, welche durch die Probe hervorgerufen wird, sowie die Verluste aufgrund von Reflexionen an den Probewänden und Absorption innerhalb des Materials. So führt die erhöhte optische Dicke der Probe im Vergleich zur Luftmessung zu einer Phasenverzögerung der Welle, welche durch den Anteil $H_{phase}(f)$ beschrieben wird [39]:

$$\begin{aligned} H_{phase}(f) &= \underbrace{\exp\left(-\frac{2\pi i f n L}{c_0}\right)}_{\text{Probenmessung}} - \underbrace{\exp\left(-\frac{2\pi i f L}{c_0}\right)}_{\text{Referenzmessung}} \\ &= \exp\left(-\frac{2\pi i f L(n-1)}{c_0}\right), \end{aligned} \quad (3.4)$$

hierbei ist c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit, L die Probendicke und n der Realteil des Brechungsindex der Probe. Der Brechungsindex der Luft wird in dieser Darstellung der Anschaulichkeit halber mit 1 angenähert. Exakte Werte für diesen sind beispielsweise in [40] gegeben.

Ferner tritt eine Abschwächung des Signales durch frequenzabhängige Reflexionsfaktoren auf, die mit den Fresnelschen Formeln beschrieben werden können [26]. Im Trivialfall eines senkrechten Einfalls der THz-Welle auf die Probe folgt für den Reflexionsfaktor:

$$r(f) = \frac{(\bar{n} - 1)}{(\bar{n} + 1)}, \quad (3.5)$$

wobei \bar{n} den komplexen Brechungsindex der Probe darstellt. Während der reflektierte Anteil als Verlust auftritt, wird der Rest der Welle transmittiert, wobei der Transmissionsfaktor gegeben ist über:

$$t(f) = \sqrt{(1 - r^2)}. \quad (3.6)$$

Darüber hinaus treten Absorptionsverluste auf, die mit dem Absorptionskoeffizienten α der Probe charakterisiert werden [39]:

$$H_{abs}(f) = \exp\left(-\frac{\alpha}{2}L\right). \quad (3.7)$$

Die Transferfunktion der Probe ist damit gegeben durch:

$$H(f) = t(f) t(f) H_{abs}(f) H_{phase}(f) = \left(1 - \left(\frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}L\right) \exp\left(-\frac{2\pi i f L (n - 1)}{c_0}\right). \quad (3.8)$$

Unter Berücksichtigung des Zusammenhanges zwischen komplexen Brechungsindex und Absorptionskoeffizienten [39]:

$$\bar{n} := n + i\kappa, \quad (3.9)$$

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \kappa, \quad (3.10)$$

ist es möglich, aus der gemessenen Übertragungsfunktion die Probeneigenschaften zu bestimmen. Hierbei wird die Näherung eines rein reellen Reflexionsfaktors gewählt:

$$r(f) \approx \frac{n - 1}{n + 1}. \quad (3.11)$$

Durch diese Näherung wird es möglich die Gleichung (3.9) geschlossen nach n und α zu lösen [25]. Somit ergibt sich für die beiden gesuchten Größen folgender Zusammenhang:

$$n = 1 - \frac{\angle H(f)}{2\pi f L} c_0, \quad (3.12)$$

$$\alpha = -\frac{2}{L} \ln \left(\frac{|H(f)|(n+1)^2}{4n} \right). \quad (3.13)$$

Unter Verwendung dieser beiden Gleichungen ist eine spektrale Charakterisierung der komplexen Probeneigenschaften möglich, sofern deren Dicke L bekannt ist. Allerdings sind diese Gleichungen nur dann eine hinreichend genaue Näherung, wenn der Einfluss des imaginären Brechungsindex auf die Phase des Reflexionsfaktors sehr viel kleiner ist, als die Phasenverzögerung aufgrund der Propagation durch die Probe. Dieses ist jedoch nur für Proben erfüllt, deren Dicke ein Vielfaches der THz-Wellenlänge betragen und die eine geringe Absorption aufweisen.

3.2 Theoretischer Informationsgehalt

Während das oben beschriebene Standardverfahren eine einfache Näherung darstellt, gestaltet sich die genauere Analyse der Messdaten weitaus komplexer. Diese erhöhte Komplexität ergibt sich zum einen aus der Berücksichtigung des Imaginärteiles des Reflexionsfaktors und zum anderen aus auftretenden Mehrfachreflexionen an den Grenzflächen der Probe. Diese Mehrfachreflexe resultieren daraus, dass ein Teil der THz-Welle von der Probenhinterwand reflektiert wird und in die inverse Richtung propagiert. Eine weitere Reflexion an der Probenvorderwand führt zu einem Wellenpaket, welches kollinear zur Ursprungswelle propagiert. Die Konsequenz ist ein so genannter Fabry-Pérot (FP)-Echopuls (Abbildung 11). Neben den FP-Echos erster Ordnung sind im Messsignal auch solche detektierbar, die mehrfach durch die Probe propagieren. Eine präzise Analyse verlangt auch die Berücksichtigung dieser höheren Ordnungen.

Problematisch sind insbesondere die FP-Echos im Falle einer sehr dünnen Probe, da diese hierbei mit dem Ursprungspuls zeitlich überlappen. Somit ist eine Auswertung mit dem Standardverfahren nicht länger möglich, da in der hierbei angenommen Übertragungsfunktion keine Echos berücksichtigt werden und somit eine Verfälschung der resultierenden Materialparameter auftritt [25].

Aber auch im Falle von dickeren Proben können sich die FP-Echos nachteilig für die Datenanalyse auswirken. Der Grund hierfür ist die notwendige Beschneidung des Zeitfensters der Messung, die ein Auftreten von FP- Echos verhindern soll [25]. Hierdurch wird jedoch die spektrale Auflösung vermindert, da diese direkt mit der Länge des Zeitfensters verbunden ist. Proben mit ausgeprägten Absorptionslinien können somit nicht akkurat charakterisiert werden.

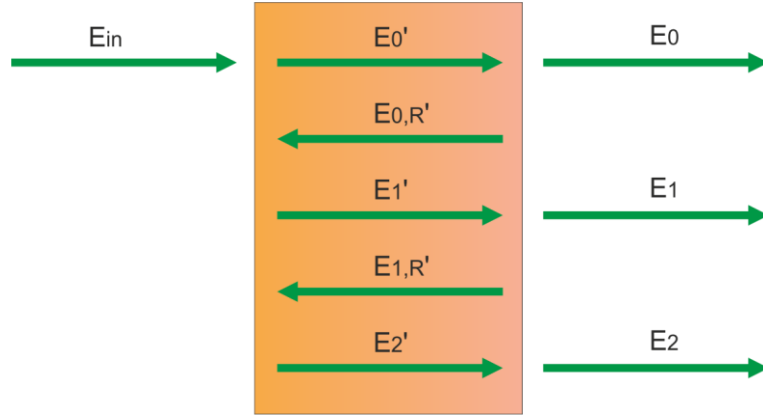


Abbildung 11: Illustration der FP-Mehrfachechos: Die einfallende Welle E_{in} , trifft auf die Probe und die Welle E_0' wird in diese transmittiert. Ein Teil dieser Welle, E_0 , wird als 0-te Ordnung transmittiert. Der verbleibende Teil wird über Mehrfachreflexionen, $E_{0,R'}$, E_1' , ... innerhalb der Probe in die FP-Echos E_1 und E_2 transferiert.

Das Vorhandensein von FP-Echos bringt jedoch nicht nur Nachteile mit sich, sondern es entspringt diesen Echos auch ein gewisser Vorteil, da sie zusätzliche Messinformation enthalten. Dieses wird deutlich, wenn man sich die Gesamtübertragungsfunktion, welche eine Anzahl von M FP-Echos beinhaltet, betrachtet:

$$\begin{aligned}
 H(f) = & \left(1 - \left(\frac{(\bar{n} - 1)}{\bar{n} + 1} \right)^2 \right) \\
 & \cdot \sum_{v=0}^M \exp \left(\frac{-2\pi i f L ((2v + 1)n - 1)}{c_0} \right) \\
 & \cdot \exp \left(-(2v + 1) \frac{\alpha}{2} L \right) \left(\frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1} \right)^{2v}
 \end{aligned} \quad (3.14)$$

Interessant ist hierbei, dass die Zeitdifferenzen zwischen der Referenz und dem ursprünglich durch die Probe transmittierten Puls dt_0 zu denen zwischen der Referenz und den FP-Echos, $dt_{1,2,3,\dots}$, linear unabhängig sind (siehe Abbildung 12) [41]:

$$\begin{aligned}
 dt_0 &= \frac{(n - 1)L}{c_0} \\
 dt_1 &= \frac{(3n - 1)L}{c_0} \\
 dt_2 &= \frac{(5n - 1)L}{c_0} \\
 &\dots
 \end{aligned} \quad (3.15)$$

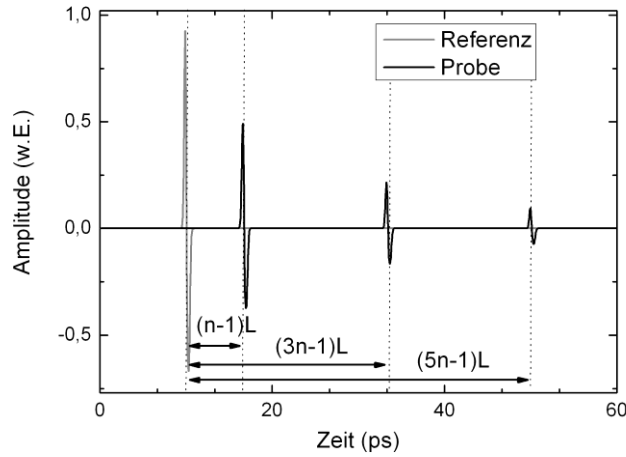


Abbildung 12: Die Zeitdifferenz zwischen der Referenzmessung und dem ursprünglich durch die Probe transmittierten Puls ist linear unabhängig zu den Zeitdifferenzen zwischen der Referenz und den FP Echos.

Dieser Umstand ermöglicht es theoretisch aus dem gemessenen THz-Signal unter Berücksichtigung der FP-Echos eine gleichzeitige Bestimmung der Probendicke und der dielektrischen Probenparametern durchzuführen [41]. Werden die Zeitdifferenzen dt_0 und dt_1 anhand einer Messung bestimmt, so ergeben sich die Probendicke L und der Brechungsindex n über:

$$L = \frac{(dt_1 - 3dt_0)}{2} c_0 . \quad (3.16)$$

$$n = 1 + \frac{dt_0}{L} c_0 . \quad (3.17)$$

3.3 Auswerteverfahren auf Basis numerischer Optimierung

Die Transferfunktion, welche den FP-Echos Rechnung trägt, kann nicht analytisch nach den Materialparametern n und α gelöst werden kann und eine genauere Analyse der Daten erfordert somit Algorithmen, die auf numerischen Optimierungsansätzen basieren. Das grundlegende Prinzip hierbei ist die Aufstellung einer Theoriefunktion, welche die Interaktion zwischen der Probe und der THz-Welle beschreibt. Diese hängt von einer kleinen Anzahl an Parametern, etwa der Probendicke und den dielektrischen Probeneigenschaften, ab. Mittels der Messdaten werden im ersten Schritt Startwerte abgeschätzt, welche dann in die Theoriefunktion eingesetzt werden. Die resultierende Abweichung von den gemessenen Daten wird als Fehlerfunktion definiert. Durch sukzessive Optimierung nähern sich die Optimierungsparameter den wirklichen Probeneigenschaften an, bis die Fehlerfunktion einen vordefinierten Schwellwert

unterschreitet. Bei der Betrachtung des aus der Optimierung hervorgehenden Restwerts der Fehlerfunktion muss berücksichtigt werden, dass die Messung selbst aufgrund des endlichen Signal-zu-Rauschverhältnis eine nichtverschwindende Ungenauigkeit aufweist. Wird der Schwellwert für die Optimierung geeignet gewählt, so entspricht die Genauigkeit der extrahierten Parameter derjenigen der Messung selbst.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Auswertelgorithmen entwickelt und untersucht, welche sich primär in der Wahl der Fehlerfunktion und der Optimierungsparameter unterscheiden. Je nach Algorithmus resultiert dementsprechend ein unterschiedlicher Rechenaufwand sowie verschiedene Informationstiefen.

Zunächst wird ein Algorithmus diskutiert, der die Signale im Zeitbereich rekonstruiert und sich an den bekannten Laufzeitverfahren anlehnt. Die darauf folgenden Verfahren operieren im Frequenzbereich und ermöglichen eine breitbandige Charakterisierung auch dünnster Proben, bei denen die FP-Echos mit den eigentlichen Probenpuls verschmelzen.

3.3.1 Zeitbereichs-Rekonstruktion

Die kurze Dauer der THz-Pulse im Bereich von wenigen Pikosekunden bedingt eine breite spektrale Ausdehnung der Signale, deren Bandbreite mehrere Terahertz betragen kann. Propagiert ein solcher Puls durch ein Medium mit merklicher Dispersion bzw. ausgeprägter frequenzabhängiger Absorption, so werden die einzelnen Frequenzkomponenten unterschiedlich stark verzögert bzw. abgeschwächt. Somit ändert sich neben der Amplitude und der zeitliche Position des Pulses auch dessen Gestalt erheblich. Bei vielen Materialien, wie etwa Kunststoffen, ist es jedoch möglich, von einer kleinen Dispersionsauswirkung und somit von einem flachen Verlauf des Brechungsindex auszugehen. Dieses erlaubt eine direkte Rekonstruktion des Messsignals im Zeitbereich. Im folgenden Abschnitt wird dieses genauer beschrieben, wobei sich die Darstellung an den bereits veröffentlichten Ergebnissen [41] orientiert.

3.3.1.1 Algorithmus

Zunächst wird der Referenzpuls als Basisfunktion für die Optimierung definiert. Die Interaktion mit der Probe wird – bei geringer Dispersion – zwei Effekte auf diesen haben. Zum einen wird der Puls zeitlich verzögert und zum Anderen wird dessen Amplitude abgeschwächt. Während aus Ersterem der durchschnittliche Brechungsindex n_a ableitbar ist, folgt aus der Amplitudenabschwächung ein Maß für die Transparenz der Probe. Neben diesen Effekten treten zusätzlich FP-Echos auf. Da die relative Zeitverzögerung der FP-Pulse Rückschlüsse sowohl auf die Probendicke L , als auch auf den Brechungsindex liefert (3.15), wird die gleichzeitige Identifizierung der beiden Parameter ermöglicht.

Analog zu der Frequenzbereichstransferfunktion (3.14) wird eine Zeitbereichstransferfunktion definiert, welche den Referenzpuls E_{ref} in einen Puls nach Durchlaufen einer theoretischer Probe E_{sim} transformiert:

$$E_{sim}(t) := \frac{4n_a}{(n_a + 1)^2} \gamma E_{ref} \left(t - \frac{n_a - n_0}{c_0} L \right) + \frac{4n_a}{(n_a + 1)^2} \gamma \sum_{v=1}^M \left[E_{ref} \left(t - v \frac{n_a}{c_0} 2L - \frac{n_a - n_0}{c_0} L \right) \cdot \left(\frac{n_a - 1}{n_a + 1} \right)^{2v} \gamma^{2v} \right]. \quad (3.18)$$

Dabei entspricht M der Anzahl der FP-Echos im Messbereich und γ einem Maß für die Absorption. Als Startwert wird eine abgeschätzte Dicke L_0 angenommen. Aus dieser ergeben sich dann die Startwerte n_{a0} und γ_0 wie folgt:

$$n_{a0} = 1 + \frac{c_0 \Delta t_0}{L_0}, \quad (3.19)$$

$$\gamma_0 = \frac{A_{somp}}{A_{ref}} \left(\frac{(n_{a0} + 1)^2}{4n_{a0}} \right), \quad (3.20)$$

wobei Δt_0 die Zeitverschiebung der Pulse zwischen Proben- und Referenzmessung und A_{somp} bzw. A_{ref} die zugehörigen Amplitudenmaxima darstellen. Die höchste Ordnung M der im Zeitfenster der Messung liegenden FP-Echos kann gemäß (3.15) aus diesen Startwerten und den Zeitpunkten T_{max} (Ende des Messfensters) und T_{somp} (Zeitposition des Maximums der Probenmessung) abgeschätzt werden über:

$$M = \left\lceil \left(\frac{T_{max} - T_{somp}}{2n_{a0}L_0} c_0 \right) \right\rceil. \quad (3.21)$$

Als Fehlerfunktion ΔE wird die Summe der Fehlerquadrate zwischen der theoretischen Signalgestalt (E_{sim}) und der Messung gewählt:

$$\Delta E := \sum_t |E_{sim}(t) - E_{mess}(t)|^2. \quad (3.22)$$

3.3.1.2 Einsatz

Um die Anwendbarkeit dieser Methode zu zeigen, wurden mehrere Proben in einem Zeitbereichsspektrometer unter Stickstoffspülung vermessen und im Anschluss mit dem

Verfahren analysiert. Da sich dieser Ansatz primär für leicht dispersive Materialien eignet fiel die Wahl auf folgende Proben:

- 1) ein 1 mm dicker Saphir-Kristall (Al_2O_3),
- 2) ein 700 μm dickes Stück Quarzglas (SiO_2),
- 3) ein 2 mm dickes Stück Polypropylen (PP),
- 4) ein 55 μm dicker Silizium-Kristall (Si).

Im Falle der ersten drei Proben sind die FP-Echos von dem Probenpuls wohl separiert, wie in der Abbildung 13 und Abbildung 14 zu erkennen ist. Die Simulation stimmt in allen Fällen sehr gut mit den Messdaten überein. Hierbei gibt der in den Abbildungen eingetragene Wert R^2 das Bestimmtheitsmaß [42] an, welches den Grad der Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung beschreibt. Ebenfalls sind die jeweils extrahierten Werte für den Brechungsindex in Übereinstimmung mit den aus der Literatur bekannten Werten [12,43,44] und die Dicke stimmt mit jener überein, welche mittels einer mechanischen Messung erhalten wurde. Die Berechnungszeit liegt dabei aufgrund des reduzierten Berechnungsaufwands im Bereich weniger Millisekunden. Somit kann dieses Verfahren für eine schnelle Materialcharakterisierung (bzw. Vor-Charakterisierung) eingesetzt werden. Insbesondere eignet sich diese für Anwendungsfälle, in denen lediglich die Dicke unbekannter Proben von Interesse ist und bei denen die dielektrischen Materialparameter von geringerer Bedeutung sind.

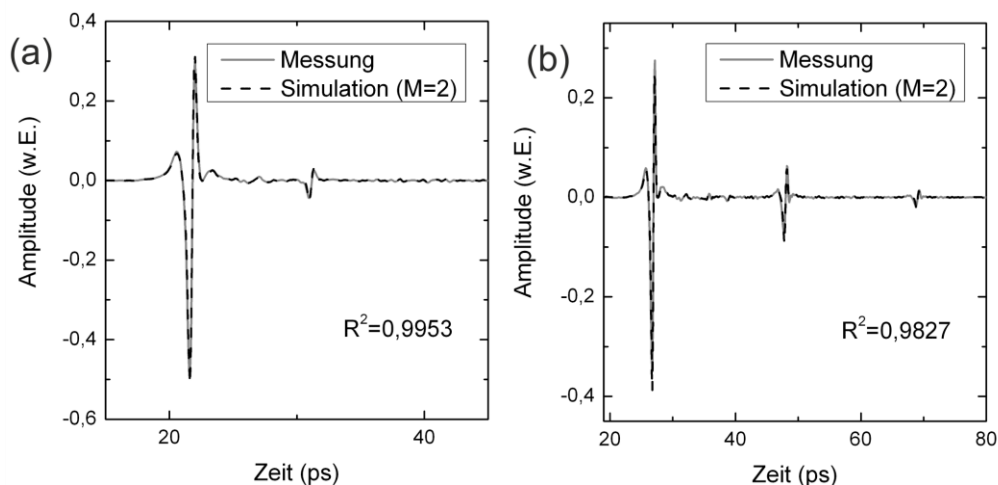


Abbildung 13: Vergleich zwischen den Messdaten und den aus der Simulation hervorgehenden Daten für die Saphirprobe (a) und die Quarzglasprobe (b).

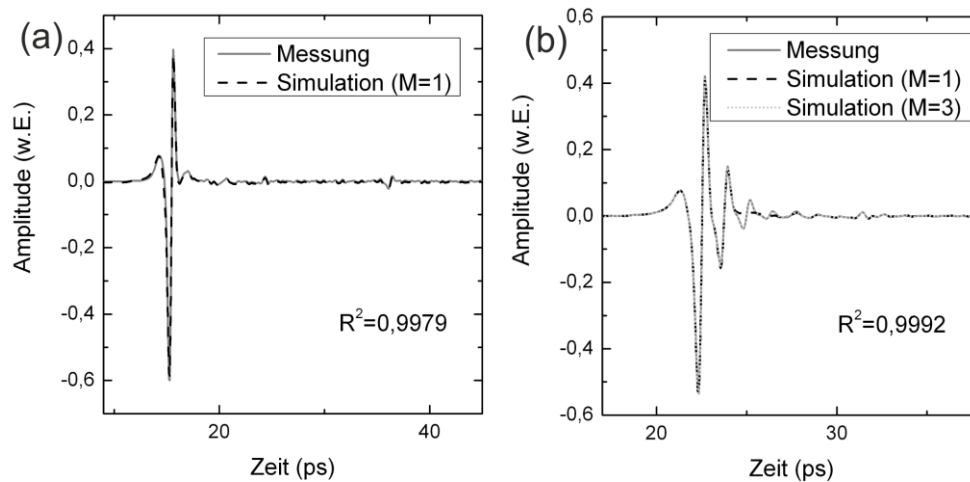


Abbildung 14: Vergleich zwischen den Messdaten und den aus der Simulation hervorgehenden Daten für die PP probe (a) und die Siliziumprobe (b) Im Falle des dünnen Siliziumwafers wurden unterschiedliche Anzahlen an Echopulsen M angenommen.

In der Realität wird das Verfahren jedoch durch eine mögliche Überlagerung der Probenpulse und der FP-Echos erschwert. Dieses tritt beispielsweise auf, wenn die Probe sehr dünn im Vergleich zur Zeitdauer des THz-Pulses ist, etwa im Falle der Si-Probe. Wie in der Abbildung 14 (b) zu erkennen, ist eine Trennung der FP-Echos von dem Hauptpuls in diesem Fall nicht möglich. Dennoch konvergiert der Algorithmus gegen die richtige Lösung (54,5 μm), da der Überlappungseffekt der Pulse durch die theoretische Transferfunktion berücksichtigt wird. In dieser Abbildung ist ferner zu erkennen, inwieweit sich die Größe M für die Rechnungen bemerkbar macht. Wird diese unterschätzt, so werden nicht alle im Messfenster auftretenden Echos in der Simulation berücksichtigt und die Fehlerfunktion nimmt somit einen höheren Wert an. Da das erste FP-Echo jedoch die größte Amplitude aufweist, ist eine Konvergenz der Simulation gegen das Messsignal dennoch möglich (Abbildung 14), auch wenn die Anzahl M unterschätzt wird.

Als zweites Beispiel eines Signales, bei dem sich die FP-Echos mit dem eigentlichen Puls überlagern, wurde ein Siliziumkristall (520 μm) ohne Stickstoffspülung vermessen. In diesen Fall treten deutliche Nachschwinger in den Signalen auf, die durch diskrete Absorptionslinien des in der Luft gelösten Wasserdampfes resultieren [18]. Das sich ergebende Referenzsignal ist in Abbildung 15 (a) gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, dass die Pulsdauer durch diese Nachschwinger auf weit über 40 ps verlängert wird. Allerdings weisen auch die Probenmessungen diese Signatur auf. Somit ist es möglich, bei Wahl des von Wasserlinien verlängerten Referenzpulses als Basis für die Simulation, eine Auswertung der Messung durchzuführen. In Abbildung 15 (b) ist das Ergebnis für die Messung des Siliziumkristalls gezeigt. Obwohl sich das FP-Echo nur leicht aus den Grundschrwingungen erhebt, ist eine Konvergenz möglich. Hierbei muss jedoch angemerkt werden, dass sich Silizium durch den relativ hohen Brechungsindex

und die hohe Transparenz in besonderer Weise für diese Auswertung eignet. Eine Probe mit höherer Absorption, bzw. kleineren Brechungsindex würde schwächere FP-Echos aufweisen und somit die Auswertung erschweren. Allerdings könnte in diesem Fall ein weniger bandbreites Spektrometer eingesetzt werden, so dass der Effekt der Nachschwinger, hervorgerufen durch die Wasserdampf-Absorptionslinien, weniger stark ausgeprägt ist. Gerade diejenigen Messsysteme, welche für einen industriellen Einsatz diskutiert werden [8], weisen oftmals nur eine Bandbreite von einigen hundert GHz auf. Somit eignen sich diese in Kombination mit der hier dargestellten Methode hervorragend für Untersuchungen, die außerhalb einer Laborumgebung stattfinden.

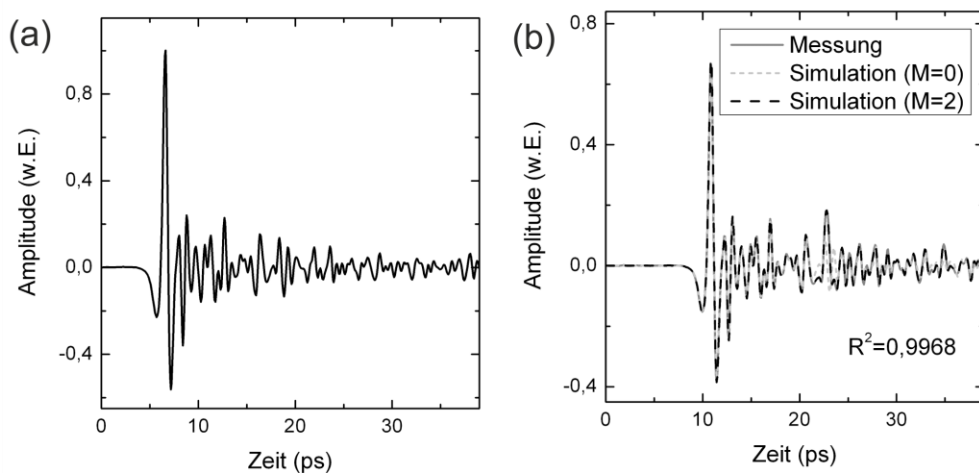


Abbildung 15: Auswirkung des Wasserdampfes auf die Messdaten im Falle einer Referenzmessung (a) und einer Messung einer Siliziumprobe (b). Für die Siliziumprobe sind die Messdaten mit den aus der Simulation ermittelten Ergebnissen für unterschiedliche Anzahlen an Echopulsen M verglichen.

3.3.2 Sukzessive-Frequenzbereichs-Rekonstruktion

3.3.2.1 Algorithmus

Während das Verfahren aus dem Kapitel 3.3.1 eine schnelle Auswertung der Messung ermöglicht, trägt diese dem spektralen Verhalten der Probeneigenschaften keine Rechnung und somit wird ein Großteil der Messinformation ignoriert. Um eine Bestimmung der spektralen Materialparameter durchzuführen, wird ein anderer Ansatz gewählt. Hierbei wird eine Transferfunktion im Frequenzbereich als Theoriefunktion herangezogen, die mit der Messung verglichen wird. Die komplexwertige Transferfunktion hängt dabei von den Parametern Probendicke, Realteil und Imaginärteil des Brechungsindex sowie Anzahl der auftretenden FP-Echos M ab, wobei M als konstanter Parameter einfließt:

$$H(f) = \left(1 - \left(\frac{(n + i\kappa - 1)}{n + i\kappa + 1} \right)^2 \right) * \sum_{v=0}^M \left[\exp \left(i \frac{-2\pi f L ((2v + 1)(n + i\kappa) - 1)}{c_0} \right) \left(\frac{n + i\kappa - 1}{n + i\kappa + 1} \right)^{2v} \right]. \quad (3.23)$$

Da sich die Werte von n und κ in Abhängigkeit von L für jeden einzelnen Frequenzabstastpunkt ändern, ist es zweckmäßig, einen Vorgabewert für L zu wählen und dann sukzessiv für jeden Frequenzpunkt eine zweidimensionale Optimierung (nach n und κ) durchzuführen. Dieses wird u.a. in [13] diskutiert. Als Fehlerfunktion ΔH bietet sich der Betrag der Abweichung zwischen der gemessenen und theoretischen Transferfunktion an, da hier sowohl der Imaginär- als auch Realteil einfließt:

$$\Delta H(f) := |H_{sim}(f) - H_{mess}(f)|. \quad (3.24)$$

Problematisch hierbei ist, dass für jeden Vorgabewert von L eine Lösungsmenge für den komplexen Brechungsindex resultiert, die zu einer minimalen Fehlerfunktion führt. Im Falle einer „falschen“ Dicke ist den extrahierten dielektrischen Parametern jedoch eine Oszillation aufgeprägt, die aus den FP-Echos resultiert. Der Grund hierfür ist, dass nur für eine Wahl von n und L das Gleichungssystem (3.15) erfüllt ist. Wird eine abweichende Dicke gewählt, muss der Verlauf von n und κ oszillieren, um die Transferfunktion nachzubilden, wie in der bereits erfolgten Veröffentlichung [45] diskutiert. In der Abbildung 16 ist dieses Verhalten schematisch für den Fall einer leicht dispersiven Probe mit Brechungsindex um $n=1.7$ und einer Dicke von $L=2$ mm gezeigt.

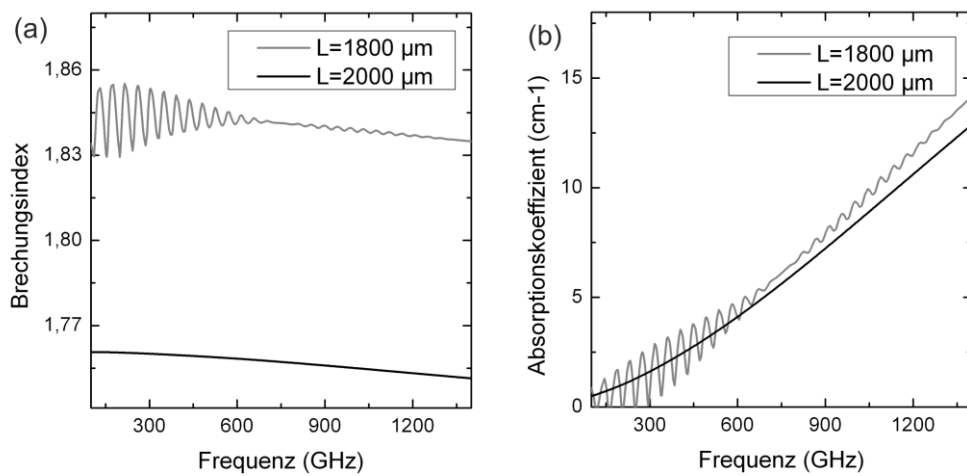


Abbildung 16: Materialparameter eines Beispielmaterials zur Illustration der resultierenden FP-Schwingung im Falle einer falsch gewählten Dicke (1800 μm). Die wirkliche Probendicke ist 2000 μm .

Für die realistische Dicke von 2 mm resultieren die physikalisch sinnvollen Materialparameter während eine falsch angenommene Dicke zu FP Oszillationen führt, welche eine Periode F_{FP} [45] aufweisen:

$$F_{FP} = \frac{c_0}{2nL}. \quad (3.25)$$

Die genaue Vorgehensweise der hier vorgestellte Methode ist wie folgt: Zunächst wird eine Anfangsdicke L_0 abgeschätzt, für welche Startwerte für n und κ bestimmt werden. Hierbei wird die Näherung (3.11) sowie verschwindende FP-Echos angenommen:

$$n_0(f) = 1 - \frac{\angle H(f)}{2\pi f L} c_0, \quad (3.26)$$

$$k_0(f) = \frac{c_0}{2\pi L_0} \ln \left(\frac{\text{abs}(H(f))(n_0 + 1)^2}{4n_0} \right). \quad (3.27)$$

Im Anschluss wird für jeden Frequenzpunkt sukzessiv eine Optimierung für n und κ mittels der Fehlerfunktion (3.24) ausgeführt. Es resultieren für die angenommene Dicke L Lösungsvektoren für n_L und κ_L in dem betrachteten Frequenzfenster. Darauf folgend wird die Dicke in einem vorher definierten Bereich variiert und die Optimierung wird erneut durchgeführt. Nach mehrfachem Durchlauf wird die Ausprägung der FP-Oszillation auf den resultierenden Vektoren n_L und κ_L charakterisiert. Ein übliches Verfahren hierfür ist die Methode der totalen Variation (TV) [40]. Hierbei wird die Abweichung zwischen jeweils zwei benachbarten Frequenzpunkten aufaddiert. Im Falle eines glatten Verlaufes von n_L und κ_L wird diese Größe minimal. Problematisch ist hierbei jedoch die Charakterisierung von Proben, bei denen die Dispersionswirkung stark ausgeprägt ist im Vergleich zu der FP-Schwingung. Dieses trifft besonders auf Proben zu, deren Dicken im Bereich weniger Mikrometer liegen, welches FP-Perioden von mehreren 100 GHz zu Folge hat. In diesem Fall ist mittels der TV-Methode nur eine unzureichende Detektion der Oszillation möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine selektiv wirkende Methode entwickelt, um eine zuverlässigere Auswertung der Datensätze zu ermöglichen, welche bereits in der Veröffentlichung [45] beschrieben wurde. Anstatt einer Untersuchung der generellen Abweichung in den Verläufen von n_L und κ_L erfolgt eine selektive Überprüfung dieser Größen in Hinblick auf die FP-Oszillationen. Hierfür wird eine diskrete Fouriertransformation auf n_L und κ_L angewendet. Da die sich ergebende Größe physikalisch nur bedingt motiviert ist, wird diese als Quasi-Raum (engl. "quasi-space," (QS)) bezeichnet [45]. In diesem Quasi-Raum wird die Frequenzachse in eine effektive Längensachse transformiert. An jener Stelle, an der die reale optische Dicke der Probe liegt, wird eine FP-Oszillation auftreten. Dieses ist in Abbildung 17 (a) skizziert. Die

Auftragung des zugehörigen QS-Wertes für n und κ für die einzelnen Wert L_i (Abbildung 17(b)) ist somit für eine genaue Untersuchung der FP-Oszillationen geeignet.

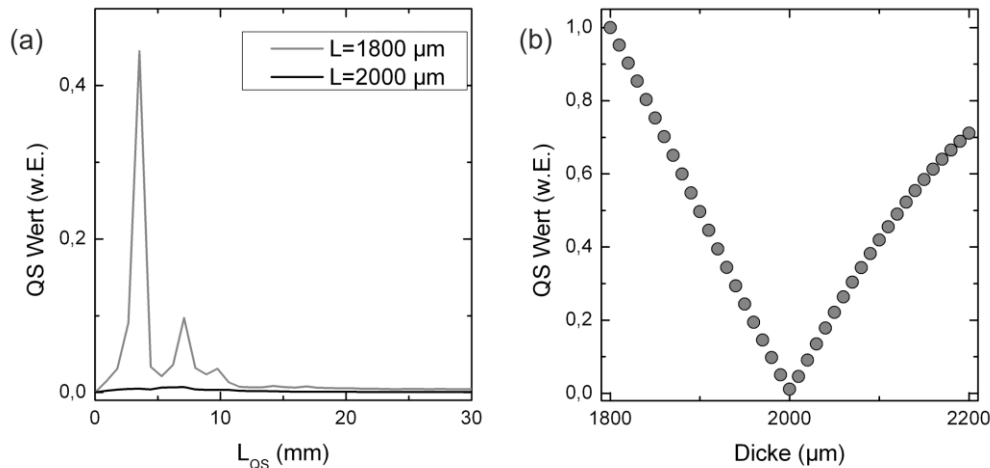


Abbildung 17: Werte des QS-Raumes für zwei unterschiedliche Probendicken (a). Der Maximalwert bei der optischen Probendicke ist ein Maß für die Stärke der FP Schwingung, welche den Materialparametern überlagert ist. In (b) ist der Maximalwert für verschiedene Dicken gezeigt. Dieser Verlauf weist ein ausgeprägtes Minimum aus und ermöglicht somit eine zuverlässige Dickenbestimmung.

Bevor die QS-Auswertung durchgeführt werden kann, ist zunächst eine genaue Bestimmung von n_L und κ_L für die verschiedenen Dickenwerte erforderlich. Konventionellen Verfahren weisen hierbei jedoch ein weiteres Problem auf. Durch das Auftreten mehrerer lokaler Minima in der Fehlerfunktion [46] werden diese Verfahren in ihrer Anwendbarkeit eingeschränkt. Da die n und κ Werte in der zweidimensionalen Ebene für jeden Frequenzpunkt separat bestimmt werden, ist es möglich, dass der sich ergebende Verlauf sprunghaft Stufen aufweist. Diese entstehen, falls für einige Frequenzwerte die Optimierung in andere lokale Minima springt, die physikalisch nicht motiviert sind, jedoch mathematisch vorliegen. Um dieses zu verdeutlichen, ist die Fehlerfunktion in Abhängigkeit des Realteils und des Imaginärteils des Brechungsindex in der Abbildung 18 gezeigt.

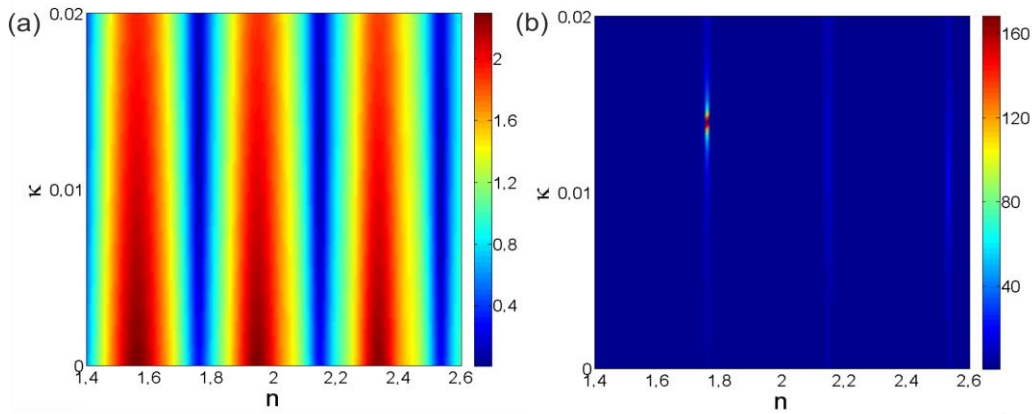


Abbildung 18: Betrag der Fehlerfunktion bei Variation des komplexen Brechungsindex (a) sowie der Kehrwert (b) zur Hervorhebung des globalen Minimums. Die Verläufe sind exemplarisch für eine Dicke von 2 mm und eine Frequenz von 380 GHz für Simulationsdaten der im Text beschriebenen Probe.

In dieser Abbildung ist zu erkennen, dass es eine periodische „Grabenstruktur“ gibt, in der Minima auftreten. Der Grund hierfür ist die Uneindeutigkeit der Phasenlage der komplexen Transferfunktion. Da in der Optimierung jeweils nur ein Frequenzwert untersucht wird, ist der Phasenwert um 2π unbestimmt. Damit folgt aus (3.12) neben der Unbestimmtheit der Phase auch eine mehrdeutige Lösung $n_{2\pi}$ für den Realteil des Brechungsindex n :

$$n_{2\pi} = n + \xi \frac{c_0}{fL}, \xi \in \mathbb{Z}_0. \quad (3.28)$$

Als Konsequenz dieser Mehrdeutigkeit können unrealistische Werte für den Brechungsindex folgen. Somit ist die sukzessive Frequenzbereich-Rekonstruktion generell anfällig für Auswertartefakte und ohne weitere Grenzwerte nur bedingt einsetzbar.

Um dennoch eine akkurate Auswertung zu gewährleisten wird hier eine modifizierte Methode eingesetzt wie im Folgenden beschrieben. Hierbei wird einerseits eine geeignetere Wahl von Startwerte herangezogen und andererseits wird die konventionell verwendete Optimierung durch eine Randbereichsoptimierung ersetzt, welche das Auffinden falscher Minima verhindert.

Anstatt die statischen Startwerte (3.26) und (3.27) zu verwenden, wird eine dynamische Komponente, gewichtet um ϑ , miteinbezogen. Konkret berechnen sich die Startwerte für die Frequenz f_i aus den bereits bestimmten Materialparametern der benachbarten Frequenz f_{i-1} und den statischen Startwerten:

$$n(f_i) = \frac{n_0(f_i) + \vartheta n(f_{i-1})}{1 + \vartheta}, \quad (3.29)$$

$$\kappa(f_i) = \frac{\kappa_0(f_i) + \vartheta \kappa(f_{i-1})}{1 + \vartheta}. \quad (3.30)$$

Als stabiler Wert für ϑ hat sich erfahrungsgemäß der Wert 2 bewährt. Der Optimierungsbereich wird bei diesem Verfahren durch die Ränder für n eingeschränkt, welche den Abstand zum nächsten lokalen Minimum, also einem Phasensprung von 2π , darstellen:

$$n(f_{i-1}) - \frac{c_0}{fL} < n(f) < n(f_{i-1}) + \frac{c_0}{fL}. \quad (3.31)$$

Eine Einschränkung des Imaginärteils κ ist dabei nicht erforderlich, da dieser nicht von der Phasenungenauigkeit beeinflusst ist, sofern die richtige Lösung für n gefunden wird. Aus (3.31) folgt direkt, welche Frequenzauflösung notwendig ist, um eine Probe mit dispersiven Verhalten fehlerfrei charakterisieren zu können. Die maximal erlaubte Änderung des Brechungsindex über einen Frequenzschritt ist gegeben über:

$$\frac{\Delta n_{max}}{\Delta f} < \frac{c_0}{fL}. \quad (3.32)$$

Beispielsweise darf die Änderung von n in einem Frequenzschritt für eine Probe mit 1 mm Dicke bei einer Frequenz um 1 THz maximal 0,3 betragen um eine eindeutige Lösung zuzulassen. Bei einer im Falle der THz-Zeitbereichsspektroskopie üblichen Frequenzauflösung im Bereich weniger GHz ist diese Bedingung somit i.d.R. erfüllt.

3.3.2.2 Einsatz

Die Frequenzbereichs-Rekonstruktion hebt sich von dem Zeitbereichsverfahren vor allem dadurch ab, dass sowohl die Dispersion als auch das frequenzändernde Absorptionsverhalten von Materialien voll berücksichtigt werden. Somit wird die Anwendbarkeit nicht nur auf einen weiten Bereich an Messaufgaben ausgedehnt, sondern es resultiert eine wertvollere Charakterisierung der physikalischen Probeneigenschaften, da diese nun über einen breiten Spektralbereich extrahiert werden können. In diesem Abschnitt werden exemplarisch die folgenden Proben untersucht:

- 1) ein 55 μm dicker Siliziumkristall (Si),
- 2) ein 26 μm dickes Stück Polyamid (PA),
- 3) ein 700 μm dickes Quarzglasplättchen (SiO_2),
- 4) eine 3 mm dicke Tablette aus Alpha-Laktose.

Zunächst werden die auftretenden FP-Oszillationen auf den Materialparametern sowie die resultierenden QS-Werte anhand der Auswertung der Messung an der dünnen

Siliziumprobe diskutiert. In der Abbildung 19 (a) ist der QS-Verlauf für drei exemplarische Dicken aufgetragen, wobei bei der optischen Länge um $190\text{ }\mu\text{m}$, welche der FP-Resonanz entspricht, ein deutliches Maximum zu erkennen ist, welches im Falle der richtigen Dicke verschwindet. In dem Teilbild (b) der Abbildung 19 ist die Abhängigkeit des QS-Wertes von der angenommenen Dicke, die über einen Bereich von $9\text{ }\mu\text{m}$ variieren, gezeigt. Eine feinere Dickenauflösung ist in der eingebetteten Grafik erkennbar, bei dem eine Schrittweite von 25 nm gewählt wurde. In beiden Fällen tritt ein ausgeprägter V-förmiger Verlauf auf, der eine zuverlässige Bestimmung der Probendicke ermöglicht, welche mit dem Minimum des QS-Verlaufes korreliert.

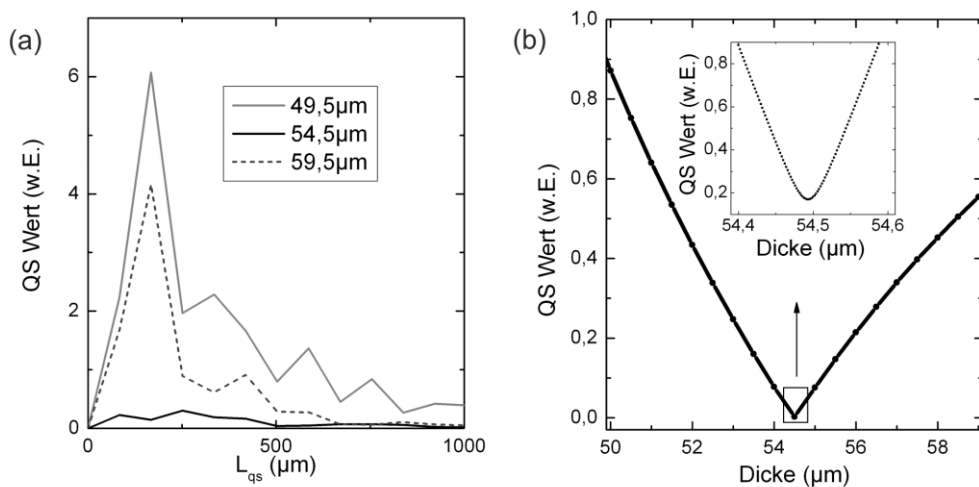


Abbildung 19: (a) Verlauf der QS-Werte für drei unterschiedliche Probendicken für die Auswertung der dünnen Siliziumprobe. (b) Maximalwert des QS-Wertes für verschiedene Dicken.

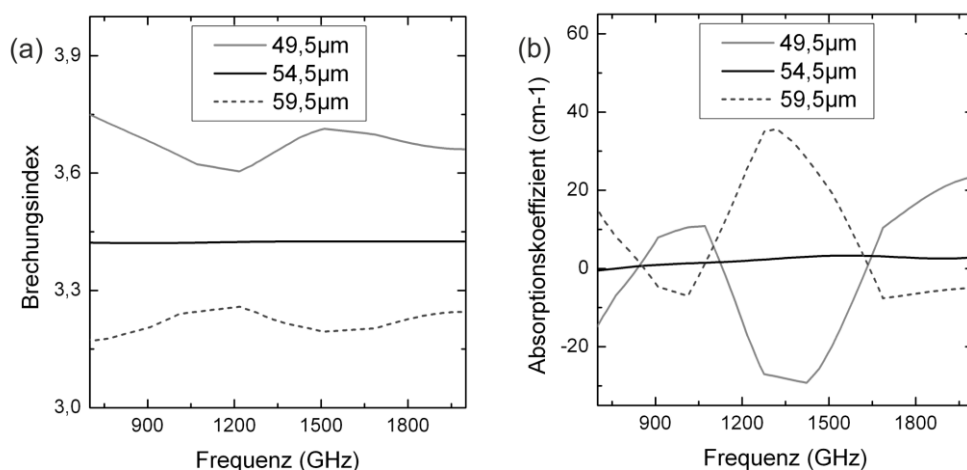


Abbildung 20: Extrahierte Materialparameter der Siliziumprobe für unterschiedliche Dicken. Nur im Falle der realen Dicke ($54,4\text{ }\mu\text{m}$) verschwinden die FP-Oszillationen.

Die zugehörigen Werte der extrahierten Materialparameter n_L und κ_L sind in der Abbildung 20 gezeigt. Im Falle abweichender Dicken treten deutliche FP-Oszillationen mit einer Periode um 1 THz auf, welche den Brechungsindex- und Absorptionsverlauf stark verfälschen.

Hieran wird deutlich, dass eine Probe nur dann in Hinblick auf ihre Dicke charakterisiert werden kann, wenn die verfügbare Bandbreite der Messung die FP-Resonanzfrequenz übersteigt. Als Beschränkung für die auswertbaren Dicken in Abhängigkeit der Messbandbreite δf (gegeben durch die Systemparameter, wie etwa der Pulsdauer des Lasers und der Frequenzcharakteristik der Antennen) und der Frequenzauflösung Δf (gegeben durch die Länge des Messfensters) ergibt sich [45]:

$$L_{max} = \frac{c_0}{4n\Delta f}, \quad (3.33)$$

$$L_{min} = \frac{c_0}{2n\delta f}. \quad (3.34)$$

So ist die Untersuchung dünner Proben selbst bei einer komplexen Auswertemethode eine hohe Herausforderung an das Spektrometer. Im Falle der untersuchten 26 μm dicken PA-Folie dehnt sich die FP-Schwingung über 2 THz aus und erreicht dabei beinahe die Systembandbreite. Trotzdem kann deren Dicke mit dem QS-Verfahren bestimmt werden. In der Abbildung 21(a) ist der QS-Verlauf gezeigt, welcher ein deutliches Minimum aufweist. Die extrahierten Materialparameter sind in der Abbildung 22 gezeigt.

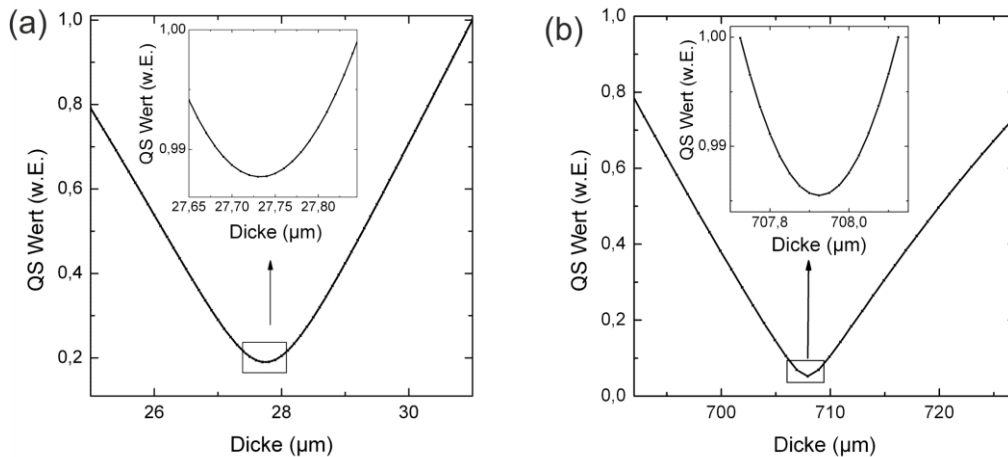


Abbildung 21: Verlauf des QR-Wertes für die Polyamidprobe (a) und die Glasprobe (b).

Einfacher ist die Auswertung einer Probe, deren Dicke im mittleren Bereich der Grenzen (3.33) und (3.34) liegt. Exemplarisch ist das Ergebnis einer Messung eines

700 μm dicken Quarzglasplättchen in der Abbildung 21 (b) (Verlauf QS-Wert) sowie in der Abbildung 22 (b) (Materialparameter) gezeigt. Der QS-Wert weist ein deutliches Minimum auf und die resultierenden Materialparameter sind frei von verbleibenden FP-Schwingungen.

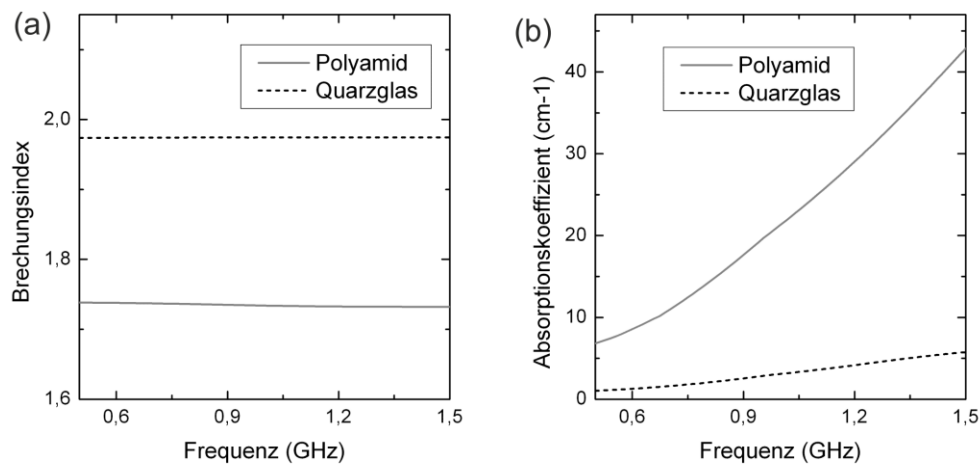


Abbildung 22: Extrahierter Brechungsindex (a) und Absorptionskoeffizient (b) der Polyamidprobe sowie der Glasprobe.

Um die grundsätzliche Eignung der Methode zur Auswertung von THz-Datensätzen zu zeigen, ist jedoch zu klären, dass diese auch im Falle von scharfen Absorptionslinien zuverlässig arbeitet. Zu diesem Zwecke wird eine Tablette aus Alpha-Laktose untersucht. Das Biomolekül Alpha-Laktose weist im THz-Frequenzbereich mehrere definierte Absorptionsbanden auf [47], welche in den ausgewerteten Probenparameter (Abbildung 23) zu sehen sind. Zwar haben sowohl der Absorptionskoeffizient als auch der Realteil des Brechungsindex um 500 GHz, 1200 GHz und 1400 GHz ausgeprägte Charakteristika, dennoch arbeiten die Dickenbestimmung über den QS-Wert und die numerische Extraktion fehlerfrei und liefern die Probendaten. In der Abbildung 23 sind exemplarisch ebenfalls die Konfidenzintervalle sowohl für den Brechungsindex als auch für den Absorptionskoeffizienten gezeichnet, welches sich mittels Fehlerfortpflanzung aus dem Konfidenzintervall der komplexen Übertragungsfunktion [46] ergeben und jeweils den Bereich der zweifachen Standardabweichung [42] beschreiben. Zu erkennen ist, dass insbesondere nahe der Absorptionslinie bei 1400 GHz eine relativ hohe Ungenauigkeit auftritt, da hier das Signal-zu-Rauschverhältnis aufgrund der hohen Absorptionswirkung stark reduziert ist. Bei der Interpretation der ausgewerteten Daten ist darauf zu achten, dass jeweils nur im Bereich des Konfidenzintervalls eine Aussage über die physikalischen Probeneigenschaften zulässig ist.

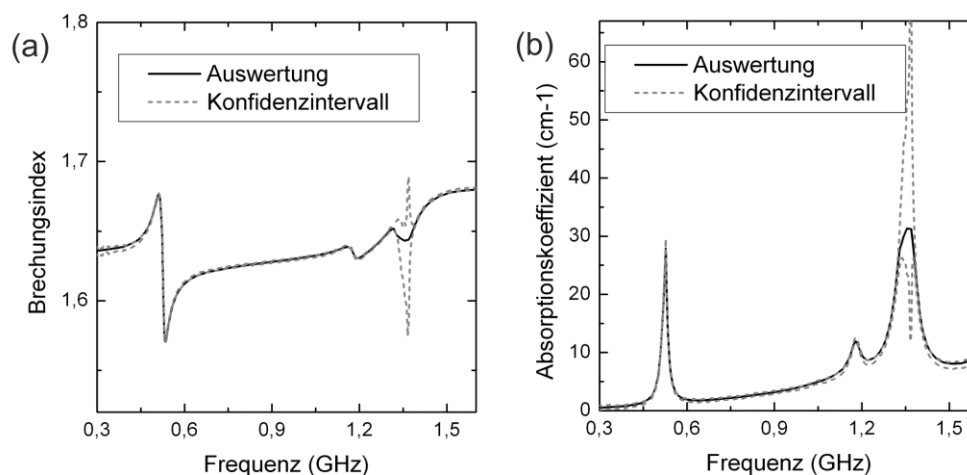


Abbildung 23: Extrahierter Brechungsindex (a) und Absorptionskoeffizient (b) der Alpha-Laktose-Tablette sowie das jeweilige Konfidenzintervall.

Die sukzessive Frequenzbereichs-Rekonstruktion ist sowohl in ihrer Anwendbarkeit als auch in der gelieferten Aussage der Zeitbereichsrekonstruktion überlegen. Allerdings ist diese aufgrund der hohen Anzahl an Optimierungen (Anzahl der Frequenzstufen mal Anzahl der ausgewerteten Längenstufen) sehr zeitaufwendig. Die Auswertung der Quarzglasprobe dauert auf einem Vergleichscomputer mit dem Zeitbereichsverfahren etwa 10 ms, mit dem QS-Verfahren mehrere Minuten. Somit wird deutlich, dass sich die Sukzessive-Frequenzbereichs-Rekonstruktion vor allem für die Labor-Spektroskopie geeignet ist, bei denen es auf hohe Genauigkeit zur Beantwortung wissenschaftlicher Fragestellungen ankommt und der Zeitbedarf einer Messauswertung eher nachrangig ist.

3.3.3 Direkte-Frequenzbereichs-Rekonstruktion

Mit den Ergebnissen aus den vorangehenden Abschnitten liegen sowohl Verfahren zur genauen, jedoch aufwendigen Materialparameterextraktion als auch zur schnellen Grobauswertung vor. Generell wäre es vorteilhaft, eine Methode zu nutzen, welche die Geschwindigkeit des Zeitbereichsverfahrens mit der Genauigkeit der Sukzessive-Frequenzbereichs-Rekonstruktion (SFR) verbindet. Dieses würde nicht nur eine Zeitersparnis bei der Auswertung im wissenschaftlichen Bereich darstellen, sondern auch dem Umstand Rechnung tragen, das moderne THz-Zeitbereichsspektrometer Messdauern von wenigen Millisekunden aufweisen [48] und somit ein Bedarf an ähnlich schnellen Datenauswerteverfahren besteht. In diesem Abschnitt wird ein entsprechendes Verfahren vorgestellt, das im Rahmen der Arbeit entwickelt wurde.

3.3.3.1 Algorithmus

Um die Genauigkeit der SFR beizubehalten, ist es notwendig, den Frequenzverlauf der Materialparameter aufzugreifen und daher ist eine Auswertung der

Frequenzbereichsdaten erforderlich. Problematisch ist hierbei jedoch, dass das Frequenzverhalten des komplexen Brechungsindex nicht bekannt ist. Somit führt jeder Frequenzpunkt der Messung theoretisch zu zwei unbekannten Parametern, dem jeweiligen Real- und Imaginärteil des Brechungsindex. Zusätzlich existiert der Wert der Probendicke, der frequenzunabhängig in die Optimierung einfließt. Da die Anzahl der Abtastpunkte in der Regel im Bereich von vielen Hundert bis einigen Tausend liegt, ist eine gleichzeitige Optimierung dieser resultierenden Anzahl von Unbekannten unrealistisch.

Um die Vielzahl an sukzessiven Optimierungsschritten zu vermeiden, werden hierbei für n und κ jeweils Vektoren aufgestellt, welche den prinzipiellen Frequenzverlauf beschreiben. Diese beiden Vektoren werden mittels linearer Parameter im Optimierungsschritt skaliert. Als dritter Parameter wird die Probendicke variiert. Damit ist es möglich, mittels der Variation von drei skalaren Werten eine breitbandige theoretische Transferfunktion zu errechnen, welche sich über den gesamten Frequenzbereich der Messung erstreckt. Somit kann über einen einzelnen, dreidimensionalen Optimierungsschritt eine vollständige Auswertung der Messung erfolgen, was zu einer erheblichen Steigerung der Effizienz im Vergleich zum SRF-Verfahren führt.

Um Werte für n und κ zu erhalten, welche sich über den Frequenzraum der Messung erstrecken, wird ein Startwert für die Dicke L_0 angenommen und die Gl. (3.26) und (3.27) verwendet, um unter der Näherung (3.11) und der Vernachlässigung der FP-Echos einen ungefähren Verlauf für n und κ zu gewinnen. Diese Vektoren n_0 und κ_0 sind jedoch von FP-Oszillationen verfälscht. Um Anfangswerte zu erhalten, welche die physikalischen Probeneigenschaften besser beschreiben, werden die so erhaltenen Werte von n und κ mittels eines Bandstop-Filters [38] von der FP-Signatur bereinigt. Dieser Filter ist dabei um die FP-Frequenz

$$F_{Filter} = \frac{c_0}{2n_{0,av}L_0}, \quad (3.35)$$

zentriert, wobei $n_{0,av}$ den Mittelwert von n_0 beschreibt. Somit ergeben sich frequenzselektiv geglättete Materialdaten, die für die Optimierung herangezogen werden. Eine solche Filterung ist in Abbildung 24 exemplarisch für eine Probe mit einer Dicke von 2 mm illustriert. Wie in der Abbildung zu sehen weisen die ungefilterten, direkt mittels Gl. (3.26) und (3.27) bestimmten Anfangswerte deutliche FP-Oszillationen auf, welche durch die Filterung eliminiert werden. Der generelle Verlauf des dispersiven Brechungsindex sowie der Anstieg des Absorptionskoeffizienten zu höheren Frequenzen hin werden jedoch durch die Filterung nicht verändert. Dieses ist essentiell um die gemessene Transferfunktion im Optimierungsschritt theoretisch rekonstruieren zu können.

Während die so gefilterten Anfangswerte für die Optimierung genutzt werden, wird in einem letzten Schritt, nach Bestimmung der Probendicke, ein einzelner Durchlauf des SRF-Verfahren verwendet, um unverfälschte Messdaten zu erhalten.

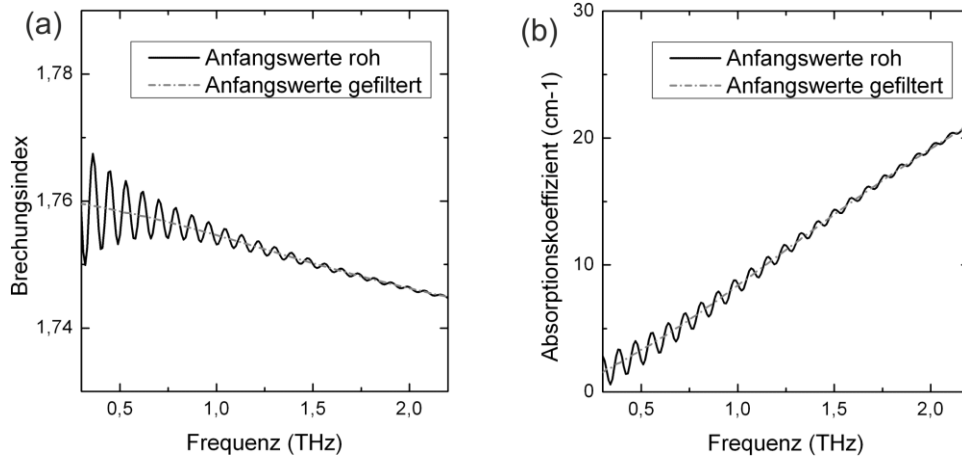


Abbildung 24: Gefilterte und ungefilterte Anfangswerte für die Optimierung, (a) Brechungsindex, (b) Absorptionskoeffizient.

Das auf diese Weise entstandene Ensemble von L_0 , n_0 und κ_0 bildet die Grundlage für die dreidimensionale Optimierung. Hierbei werden drei skalare Parameter (ξ , ψ , und ζ) variiert, aus denen Werte für L , n und κ gebildet werden:

$$n(f) = \xi(n_0(f) - 1) + 1,$$

$$\kappa(f) = \psi\kappa_0(f), \quad (3.36)$$

$$L = \zeta L_0.$$

Der Grund für die Wahl von n liegt in dem Zusammenhang (3.26). Die Phase des Messsignals skaliert nicht linear mit n sondern skaliert mit $(n-1)L$, da diese relativ zu der Referenzmessung ausgewertet wird. Somit weisen diese drei Parameter inhärent die gleiche Größenordnung auf, was für die numerische Optimierung vorteilhaft ist. Die theoretische Transferfunktion kann nun aus den drei skalaren Parametern berechnet werden und ist wie auch die Werte für $n(f)$ und $\kappa(f)$ frequenzabhängig:

$$H(f) = H(f, \xi, \psi, \zeta) \quad (3.37)$$

Die Fehlerfunktion ΔH wird als Summe der Fehlerquadrate zwischen der theoretischen und der gemessenen Transferfunktion definiert, wobei über die gemessenen Frequenzstützstellen summiert wird:

$$\Delta H := \sum_f |H_{sim}(f) - H_{mess}(f)|^2. \quad (3.38)$$

Da der Absolutbetrag der Differenz aus den komplexen Transferfunktionen als Fehler gewählt wird, gehen sowohl der Real- als auch der Imaginärteil in jenen ein. Damit werden der Amplitudenwert und die Phase der gemessenen Transferfunktion berücksichtigt.

Nach Abschluss der Optimierung ergibt sich aus den drei optimalen Werten ξ_{opt} , ψ_{opt} , und ζ_{opt} die Materialparameter und die Dicke L zu:

$$\begin{aligned} n(f) &= \xi_{opt}(n_0(f) - 1) + 1, \\ \kappa(f) &= \psi_{opt}\kappa_0(f), \\ L &= \zeta_{opt}L_0. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Die resultierenden optischen Konstanten n und κ gehen jedoch aus den gefilterten Anfangswerten hervor und somit ist es möglich, dass diese das physikalische Frequenzverhalten nur ungenau wiedergeben. Aus diesem Grund wird in einem finalen Schritt mit der bestimmten Probendicke ein einzelner Durchlauf des SFR-Verfahren genutzt, um in dem interessierten Frequenzbereich genaue Werte für die Materialparameter zu gewinnen.

3.3.3.2 Einsatz

Um die Stabilität dieses Verfahrens zu überprüfen, wurden drei Proben untersucht:

- 1) ein etwa 750 μ m dickes Quarzglas,
- 2) eine etwa 320 μ m dicke Folie Polyethylenterephthalat (PET),
- 3) eine etwa 2,4 mm dicke Tablette aus einem Alpha-Laktose-PP-Gemisch.

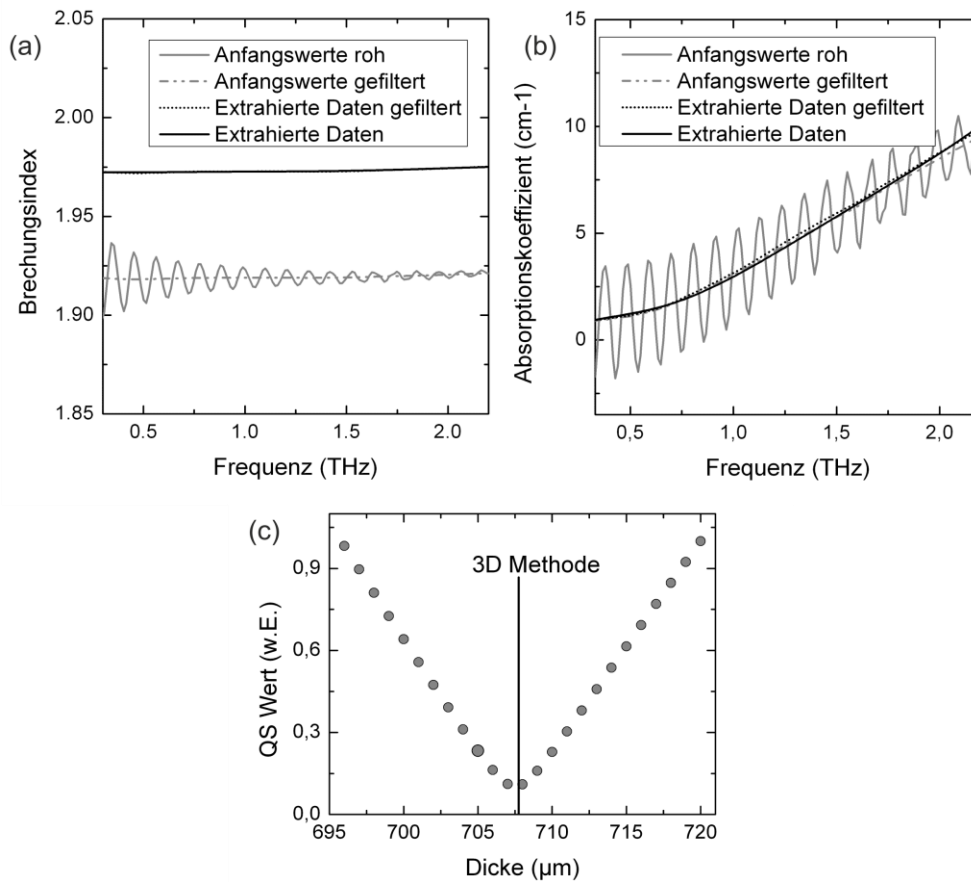


Abbildung 25: Ergebnis der Auswertung der Quarzglasprobe. Gezeigt sind die Anfangswerte sowie die extrahierte Daten für den Brechungsindex (a) und den Absorptionskoeffizienten (b), jeweils gefiltert und ungefiltert. Der resultierende QS-Verlauf als Vergleichswert mit der aus der 3D Methode resultierenden Dicke ist in (c) aufgetragen.

In der Abbildung 25 sind die Ergebnisse für die Quarzglasprobe gezeigt. Im Teil (a) der Abbildung sind die Startwerte für eine angenommene Probendicke von 750 µm sowohl gefiltert als auch ungefiltert aufgetragen. Während die ungefilterten Werte mit einer FP-Frequenz um 100 GHz oszillieren, ist die FP-Oszillationen durch die Filterung eliminiert ohne den generellen Verlauf von n und α zu verändern. Die Optimierungsmethode konvergiert gegen eine Dicke von 707,7 µm, die mit den Wert der QS-Auswertung übereinstimmt (Abbildung 25(c)). Die Auswertungszeit liegt auf dem gleichen Computer im Bereich von 12 Millisekunden, während das SFR-Verfahren einige Minuten benötigte, um die optimale Dicke zu ermitteln.

Die sich ergebenden Materialparameter sind in Abbildung 25 (a,b) gezeichnet. Hierbei sind sowohl die direkt aus der dreidimensionalen Optimierung resultierenden Werte, die mittels Gl. (3.39) aus den gefilterten Anfangswerten hervorgehen, sowie die Werte, welche nach Abschluss der Optimierung über einen einzelnen Durchlauf des SFR-Verfahren erhalten werden, dargestellt. Die Abweichung zwischen diesen beiden Verläufen ist nahezu vernachlässigbar und im Bereich der Messgenauigkeit. Somit kann, falls der Fokus auf eine schnelle Auswertung gelegt wird, der letzte Schritt, der

SFR-Durchlauf, eingespart werden ohne eine merkliche Verminderung der Genauigkeit in Kauf zu nehmen. Hierbei liegt reduziert sich der Zeitaufwand der Berechnung je nach Anzahl der Frequenzstützstellen um etwa einen Faktor vier.

Um ein Verständnis für die Optimierungsstabilität zu gewinnen, sind die Verläufe der Fehlerfunktion für eine zweidimensionale Variation der drei Parameter (ξ , ψ und ζ) in der Abbildung 26 gezeigt, wobei jeweils ein Wert konstant gehalten wurde. Wie zu erkennen ist, wirkt sich besonders der Realteil des Brechungsindex sowie die Probendicke auf den verbleibenden Fehler aus. Dieses erklärt sich dadurch, dass die Probe eine sehr hohe Transparenz und somit einen kleinen Wert von κ aufweist. Um den Phasenverlauf der gemessenen Transferfunktion rekonstruieren zu können, muss bei Abnahme der Probendicke ein höher Wert des reellen Brechungsindex gewählt werden, um einen kleinen Betrag der Fehlerfunktion zu erhalten. Deshalb treten aufgrund der Wahl der Parameter (ξ , ψ und ζ) gemäß der Gl. (3.36) kreisbogenförmige Verläufe der Fehlerminima auf.

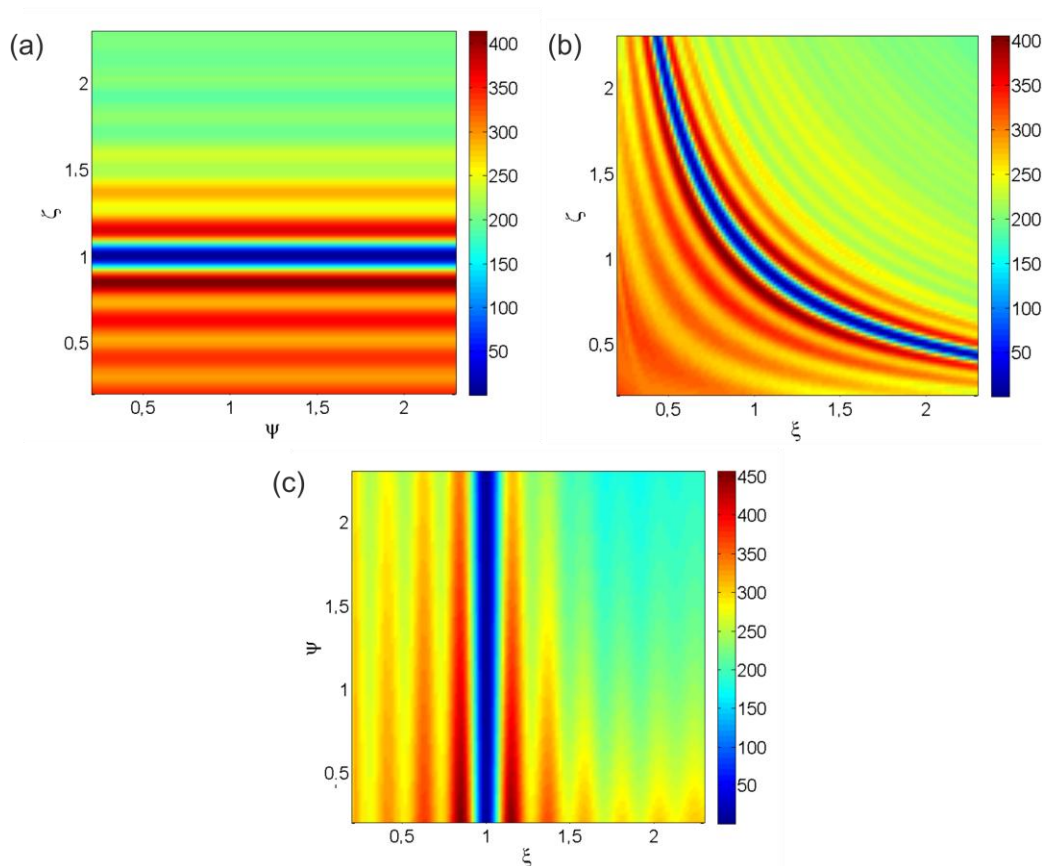


Abbildung 26: Betrag der Fehlerfunktion für eine Variation der Optimierungsparameter ζ und ψ (a), ζ und ξ (b), und ψ und ξ (c) im Falle der Auswertung der Quarzglasprobe.

Die Ergebnisse für die anderen beiden Proben sind in der Abbildung 27 (PET) und der Abbildung 28 (Alpha-Laktose-Mischung) gezeigt. In beiden Fällen stimmen die Ergebnisse der dreidimensionalen Optimierung mit denen des SRF-Ansatzes überein und auch hier beträgt die Rechenzeit des neuen Ansatzes wenige Millisekunden.

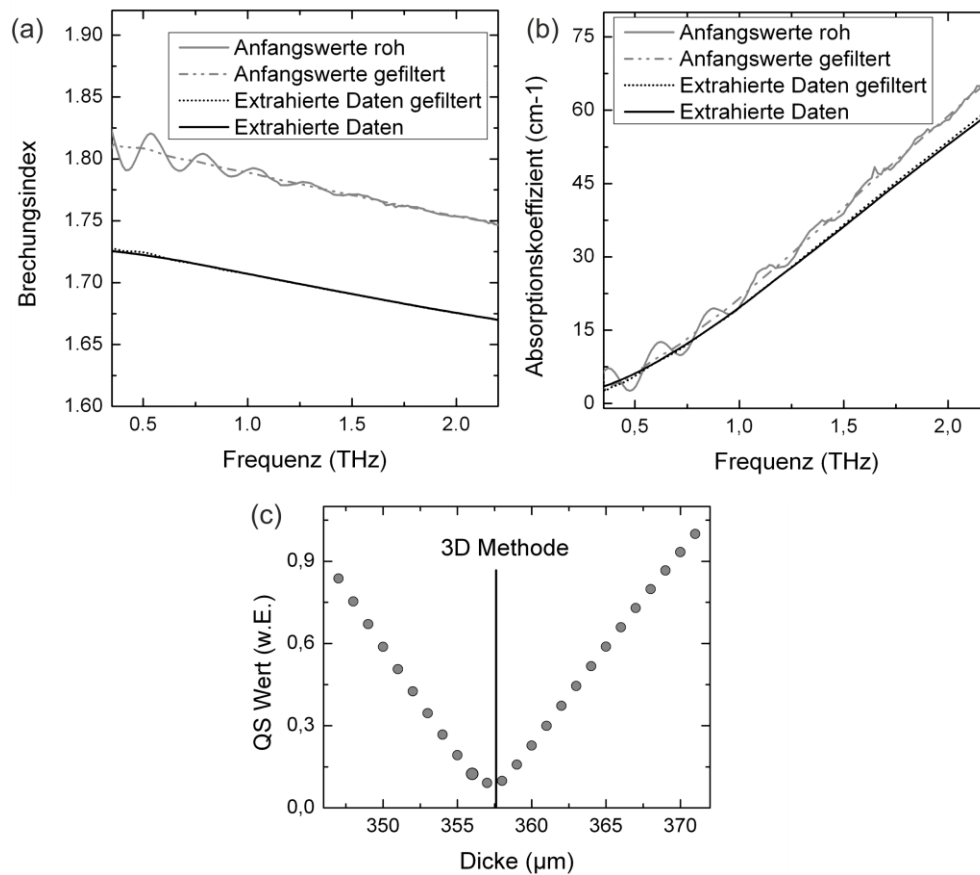


Abbildung 27: Ergebnis der Auswertung der PET-Probe. Anfangswerte sowie extrahierte Daten für den Brechungsindex (a) und den Absorptionskoeffizienten (b), resultierender QS-Verlauf als Vergleichswert mit der aus der 3D Methode resultierenden Dicke (c).

Während die Quarzglasprobe eine beinahe verschwindende Dispersion und eine hohe Transparenz ausweist, sind die Materialparameter von PET stark frequenzabhängig. Durch die selektive Filterung der FP-Schwingungen ist es dennoch möglich, den generellen Frequenzverlauf der Anfangswerte zu erhalten. Selbst die aus der Filterung hervorgehenden extrahierten Materialparameter sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den aufwendiger extrahierten Daten der SFR-Methode.

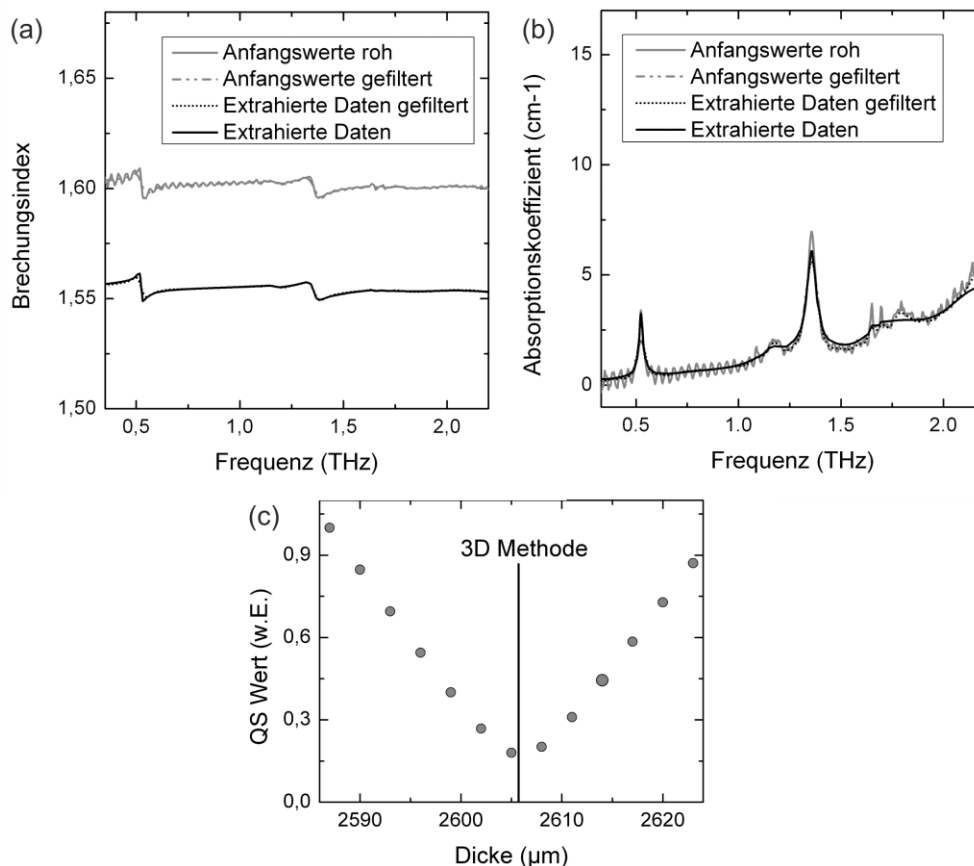


Abbildung 28: Ergebnis der Auswertung des Alpha-Laktose-PP-Gemisches. Anfangswerte sowie extrahierte Daten für den Brechungsindex (a) und den Absorptionskoeffizienten (b), resultierender QS-Verlauf als Vergleichswert mit der aus der 3D Methode resultierenden Dicke (c).

Besonders interessant ist der Fall der Alpha-Laktose-PP-Probe: Durch die Absorptionslinien resultiert ein stark frequenzabhängiger Verlauf der Materialparameter (Abbildung 28). Neben den ausgeprägten Absorptionslinien um 500, 1200 und 1400 GHz weist auch der Brechungsindex in diesen Frequenzbereich merkbare Charakteristika auf. Durch die selektive Filterung der FP-Resonanz bleibt das prinzipielle Frequenzverhalten jedoch auch in den gefilterten Startwerten erhalten, so dass auch die Werte für n und α , die aus den gefilterten Anfangswerten beruhen, gut mit denjenigen nach dem SFR Verfahren übereinstimmen. Die Wirksamkeit der Filterung wird in diesem Fall durch den Umstand erleichtert, dass die FP-Frequenz bei nur 40 GHz liegt. Würde diese im Bereich von 500 GHz fallen, was bei einer etwa 200 µm Probe des gleichen Materials der Fall sein würde, würde die Filterung das Frequenzverhalten der Materialparameter deutlich glätten. Somit wäre eine Auswertung erschwert. Allerdings würde auch die SFR-Methode in diesem Fall an Grenzen stoßen, da die Absorptionscharakteristik der Probe den QS-Wert um die FP-Resonanz herum deutlich beeinflusst.

Der 3D-Ansatz liefert somit vergleichbare Ergebnisse wie die SFR-Methode in einem Bruchteil der Zeit. Um dessen Konvergenzeigenschaften zu betrachten, wird die

Abhängigkeit des Optimierungsausganges von der gewählten Startdicke L_0 untersucht. Da die Anfangswerte von n und κ direkt aus L_0 über die Messdaten gegeben sind, ist eine Variation dieses Parameters hinreichend.

Exemplarisch wird die PET-Messung für diese Studie herangezogen, da sich diese Probe durch ein moderates aber nicht verschwindendes Dispersionsverhalten auszeichnet. Die Auswertung wird iterativ für Anfangsdicken zwischen 30 μm und 600 μm durchgeführt. In der Abbildung 29 ist die resultierende extrahierte Dicke über den Anfangswert aufgetragen. Wie zu sehen, konvergiert der Algorithmus für Werte zwischen 30 μm und 451 μm gegen den richtigen Dickenwert. Für größere Startwerte konvergiert die Optimierung gegen das lokale Minimum um 710 μm , bei dem allerdings ein signifikant höherer Restfehlerwert als beim globalen Minimum auftritt. Damit kann zwischen dem globalen Minimum und anderen Minima unterschieden werden. Dies ermöglicht bei Wahl robusterer Optimierungsalgorithmen eine zuverlässige Auffindung der echten Probendicke und damit der physikalischen Probenparameter. Beispielsweise kann die Optimierung iterativ für eine kleine Anzahl an variierenden Anfangsdicken ausgeführt werden, bis der resultierende Restfehler unterhalb einer definierten Grenze liegt.

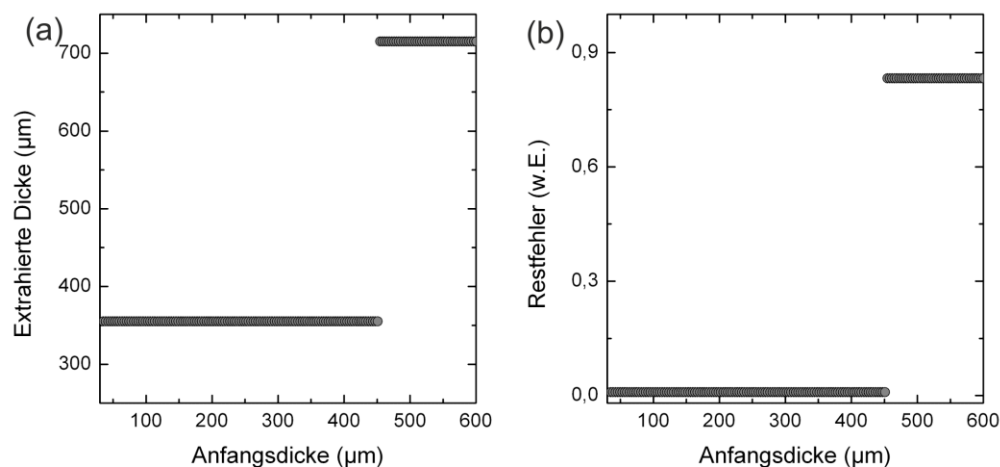


Abbildung 29: Konvergenzeigenschaften im Falle der untersuchten PET-Probe. (a) Extrahierte Dicke, (b) resultierender Restfehler in Abhängigkeit der Anfangsdicke.

3.4 Praxiseignung

Zur Veranschaulichung, dass die entwickelten Methoden einen weiten Anwendungsraum im Bereich der wissenschaftlichen Spektroskopie aufweisen, werden hier exemplarisch drei Beispiele vorgestellt.

Zunächst wurden die Methoden eingesetzt, um die dielektrischen Parameter von heterogenen Mischstoffen genau zu charakterisieren. Hierbei sollte die Frage

beantwortet werden, in welcher Weise sich die effektive Permittivität eines Materials verhält, dass aus verschiedenen sub-wellenlängengroßen Einzelteilen zusammengesetzt ist. Hierzu können so genannte Effektive-Medien-Theorien eingesetzt werden, welche die resultierenden Feldverteilungen zwischen den mikroskopischen Teilchen und die daraus resultierende makroskopische Permittivität beschreiben. Dieses wird beispielsweise näher in den Arbeiten [28,29] beschrieben.

Exemplarisch wurde ein Stoffgemisch aus einem PP-Basispolymer und Titan-Dioxid-Kugeln, etwa 100 nm im Durchmesser, untersucht. Mehrere Proben mit unterschiedlichen Volumenanteilen wurden erstellt und in einem THz-Spektrometer vermessen. In der Abbildung 30 ist der mit der SFR-Methode extrahierte effektive Brechungsindex über den Volumenanteil aufgetragen. Durch die gleichzeitige Dickenbestimmung resultiert eine hohe Messgenauigkeit, welche für eine Modellierung des physikalischen Zusammenhangs aus Volumenanteil und dielektrische Materialparameter essentiell ist. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, stimmt der Kurvenverlauf sehr gut mit den in [29] beschriebenen Modellverlauf überein.

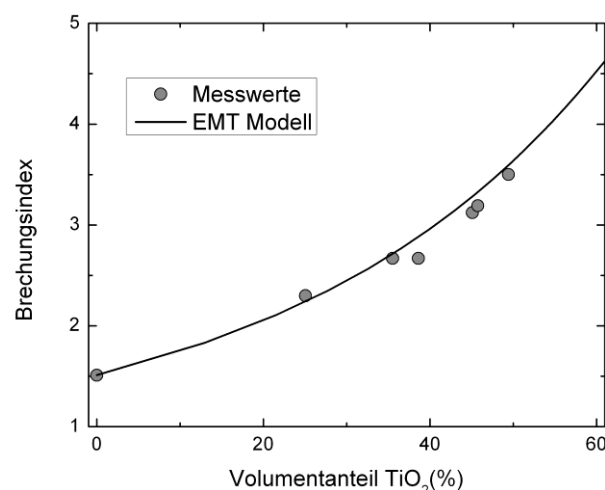


Abbildung 30: Resultierender Brechungsindex bei 1 THz des PP-TiO₂-Mischsystems für verschiedene Volumenanteile der TiO₂ Partikel verglichen mit der EMT-Modellierung.

Als weiterer Anwendungsfall kann die Spektroskopie von Flüssigkeitskristallen dienen. Diese weisen aufgrund ihrer Länge mehrere Schwingungsmöglichkeiten der Molekülketten auf, so dass Resonanzen im Fern-Infrarot sowie im THz-Frequenzbereich entstehen. Ebenso induziert diese längliche Kettenform der Kristalle eine optische Isotropie, welche zu doppelbrechenden Materialeigenschaften führt. Für eine Charakterisierung dieser Doppelbrechung mittels THz-Wellen ist es notwendig, die Kristalle entlang eines elektrischen Feldes definiert auszurichten. Hierfür können die Flüssigkristalle in einer Küvette platziert werden, die mit elektrischen Kontakten ausgestattet ist.

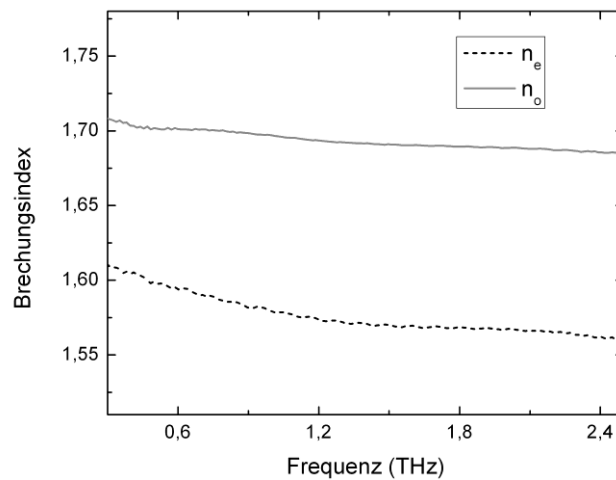


Abbildung 31: Extrahierte Verlauf des ordentlichen (n_o) und außerordentlichen (n_e) Brechungsindex des doppelbrechenden Flüssigkristalls 5CB, welcher in einer Küvette bei 25,7°C gemessen wurde.

Die Küvette erschwert allerdings die Auswertung, denn in dieser Messkonfiguration treten neben den FP-Echos der Probe auch Mehrfachreflexe von den Küvettenwänden auf. Diese müssen bei der Auswertung berücksichtigt werden. Hierfür kann die Transferfunktion aus Abschnitt 3.3.2 leicht modifiziert werden, indem die Mehrfachsichtfolge in der analytischen Beschreibung berücksichtigt wird. Die Analyseverfahren selbst, insbesondere das Optimierungsverfahren, kann dabei direkt übernommen werden und über die QS-Auswertung resultiert die Dicke der Kristallschicht. In der Abbildung 31 ist exemplarisch das Ergebnis einer Auswertung gezeichnet, die den doppelbrechenden Charakter des untersuchten Flüssigkristalls 5CB veranschaulicht. Nähere Untersuchungen zu Flüssigkristallen sind u.a. in [49-51] dargestellt.

Das dritte Beispiel für die Anwendbarkeit der Auswertalgorithmen sind temperaturlöste Messungen der dielektrischen Probeneigenschaften sowie der Probendicke. Wird beispielsweise ein Kunststoffstück erwärmt, so dehnt sich dieses aus und ändert gleichzeitig seine Dichte und somit auch seine Permittivität [52]. Wird nur die optische Dicke gemessen, ist eine Trennung der beiden Effekte nicht möglich. Erst die Möglichkeit, gleichzeitig die Dickenänderung genau zu detektieren, während die dielektrischen Probenparameter extrahiert werden, ermöglicht tiefgehende Studien zum Temperaturverhalten von Materialien. Anderenfalls müsste die Dicke für jeden untersuchten Temperaturwert beispielsweise mechanisch bestimmt werden. Dieses ist aber im Falle der Verwendung eines Kryostaten oder einer Klimakammer nur bedingt möglich.

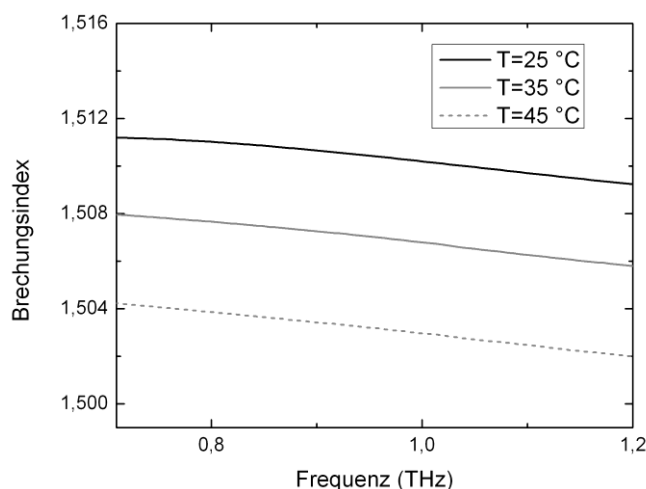


Abbildung 32: Der Brechungsindex von PP für verschiedene Temperaturwerte. Die gleichzeitige Temperaturexpansion der Probe erfordert eine Bestimmung sowohl der dielektrischen Probenparameter als auch der Dicke.

In der Abbildung 32 sind exemplarisch die extrahierten Brechungsindizes einer Polypropylenprobe für drei unterschiedliche Temperaturwerte gezeigt. Mit der vorgestellten SFR-Auswertemethodik ist die Dicke unabhängig von der Dichteänderung bestimmbar und somit kann das dielektrische Temperaturverhalten studiert werden.

Die Idee, das Temperaturverhalten von Polymeren mittels der im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Methode zu untersuchen, wurde von Wietzke et al. aufgegriffen [53]. Die in diesem Kapitel vorgestellten Auswertelgorithmen sind in der Lage, die Dicke kontaktlos aus den Messdaten zu bestimmen und somit ist es auch möglich, die temperaturbedingte Dickenänderungsrate von Polymeren in einem Kryostaten zu bestimmen. Im Falle von Polymeren tritt hierbei eine so genannte Glasübergangstemperatur auf, welche mittels des SFR-Verfahrens detektiert werden kann [53]. Zudem erlaubt diese Methode die sich ändernden Absorptionseigenschaften von Polymeren in Abhängigkeit der Temperatur zu untersuchen [54].

3.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden numerische Auswertemethoden für die THz-Spektroskopie beschrieben, welche dem Umstand Rechnung tragen, dass die THz-Messungen einen direkten Zugriff auf das komplexe elektrische Feld der THz-Welle ermöglichen. Somit resultiert eine hohe Messinformation, die eine tiefgehende Auswertung erfordert. Es wurde sowohl eine recheneffiziente, im Zeitbereich operierende Methode vorgestellt, die ideal für eine schnelle Voruntersuchung von Messdaten geeignet ist [41], als auch ein im Frequenzbereich arbeitendes Verfahren (SFR), welches die genaue Analyse von dielektrischen Proben mit Dicken weit unter 100 μm zulässt [45]. Schließlich wurde das

Verfahren der Direkten-Frequenzbereichs-Rekonstruktion eingeführt, welche die Schnelligkeit des Zeitbereichsverfahrens mit der Genauigkeit der SFR vereint indem eine dreidimensionale Optimierung zur Datenanalyse eingesetzt wird. Damit erscheint dieses Verfahren ideal für die Echtzeit-Analyse von THz-Datensätzen zu sein, welche etwa für bildgebende THz-Untersuchungen von hohem Interesse ist.

Es sind immer die einfachsten Ideen, die außergewöhnliche Erfolge haben.

Leo Tolstoi (1828-1910)

4 Erzeugung multifrequenter Terahertz-Strahlung

Die Anwendbarkeit der Terahertz(THz)-Spektroskopie für eine Mannigfaltigkeit von wissenschaftlichen und technischen Fragestellungen wurde durch eine Vielzahl von Studien belegt. So ist es möglich, mittels THz-Strahlung Materialanalysen an Halbleitern [3], Polymeren [55,56], Lebensmitteln [57] und Papier [58] vorzunehmen. Darüber hinaus können biologische Proben wie Pflanzen [9] und Zellen [59,60] beispielsweise in Hinblick auf den Wassergehalt charakterisiert werden. Auch die Sicherheitstechnik profitiert von der THz-Strahlung, da viele Sprengstoffe charakteristische Absorptionslinien im THz-Frequenzbereich aufweisen und somit zuverlässig detektiert werden können [4,6].

Trotz des enormen Anwendungspotentials dieser neuartigen Technologie wird diese nach wie vor kaum kommerziell genutzt. Der Grund hierfür ist in dem Mangel an kostengünstigen und einfachen Realisierungen von THz-Systemen zu sehen. Derzeit müssen THz-Messungen in der Regel in speziellen optischen Laboratorien durchgeführt werden, da die erforderlichen Lasersysteme eine hohe Komplexität aufweisen und nur bedingt für einen zuverlässigen und portablen Betrieb geeignet sind. Ein einfacher und kompakter THz-Systemansatz würde eine breite wissenschaftliche Anwendung dieser Spektroskopiemethode in unterschiedlichsten Fachrichtungen – von der Biologie über die Chemie bis hin zur Archäologie – und auch eine technische Anwendung im Bereich der Sensortechnik ermöglichen. Aus diesem Grund bestand ein Teil dieser Arbeit darin, einen neuen Spektroskopie-Ansatz zu entwickeln, welcher kompakte und kostengünstige THz-Spektrometer ermöglicht.

Dieser neue Ansatz lehnt sich an die THz-Photomischung an, bei der Dauerstrich (engl. „continuous wave,“ (CW))-Laserstrahlung in THz-Wellen gewandelt wird [61]. Grundsätzlich basiert die Photomischung auf der Überlagerung der Emission zweier Dauerstrichlaser, die eine leicht unterschiedliche Emissionswellenlänge aufweisen. Die kombinierte Strahlung beider Laser wird auf eine Halbleiterantenne gerichtet, in der die Lichtschwebung zwischen den Laserfrequenzen eine Oszillation der Ladungsträgergenerationsrate erzeugt, welche zu einem oszillierenden Stromfluss führt [62]. Dieser wirkt als Quelle für schmalbandige THz-Wellen, die von der Antenne abgestrahlt werden. Vorteilhaft an diesem Konzept im Vergleich zu der Zeitbereichsspektroskopie (engl. „time domain spectroscopy,“ (TDS)) ist, dass Dauerstrichlasersysteme tendenziell kostengünstiger sind als ein Femtosekundenlaser, wie er in TDS-Systemen eingesetzt wird. Die erforderliche Frequenzstabilisierung der Laserlinien, welche für einen stabilen Betrieb essentiell ist, verursacht jedoch auch für

diesen Systemansatz eine relativ hohe Komplexität. Darüber hinaus ist die beschränkte Frequenzinformation – das THz-Signal weist im Vergleich zu den breitbandigen Signalen von TDS-Messungen nur eine Frequenzkomponente auf - nicht hinreichend um eine eindeutige Aussage über die Phasenlage des komplexen elektrischen Feldes zu liefern [63].

Um die erwünschte Vereinfachung der Realisierung von THz-Spektrometer bei gleichzeitiger Bewahrung der hohen Messinformation von TDS-Systemen zu erreichen, wird in diesem Kapitel der Einsatz von mehrmodiger Laserstrahlung für die THz-Erzeugung untersucht. Dass Multimode-Laser prinzipiell geeignet sind, THz-Wellen zu erzeugen, wurde bereits in der Vergangenheit experimentell demonstriert [64]. Hierbei wurde eine Laserdiode eingesetzt, welche sowohl transversal als longitudinal mehrmodig emittiert, um ein Photomischsystem anzutreiben. Aufgrund der hohen Anzahl der hierbei auftretenden Frequenzmischprodukte resultierte allerdings ein sehr geringes Signal-zu-Rauschverhältnis, welches den Nutzen der mehrmodigen THz-Spektroskopie gering erscheinen ließ. Als Folge wurde dieser Ansatz in den darauf folgenden Jahren von anderen Forschergruppen nicht aufgegriffen und weiterverfolgt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die multifrequente THz-Spektroskopie zunächst theoretisch analysiert, um zu klären, wie die resultierenden THz-Signale von der Anzahl der Lasermode abhängen. Diese Studie zeigt, unterstützt durch experimentelle Ergebnisse, dass bei geschickter Wahl der Laserquelle und beim Einsatz von konventionellen THz-Antennen breitbandige und pulsformige Signale erhalten werden können, die ähnliche Charaktereigenschaften wie jene von TDS-Spektrometern aufweisen. Dieser als Quasi-Zeitbereichsspektroskopie (QTDS) titulierte Ansatz [65] ermöglicht THz-Spektrometer mittels günstiger und kompakter Multimode-Laserdioden anzutreiben und hierdurch die THz-Technik für einen breiten Anwendungsraum zu öffnen.

Das Kapitel ist in folgende Teile gegliedert: Zunächst wird eine Einführung in die Grundlagen der Photomischung geben, welche die Erzeugung und Detektion von THz-Wellen mittels eines Zwei-Farb-Lasersystems sowie die für das Verständnis notwendigen Eigenschaften von photoleitfähigen THz-Antennen umfasst. Im Anschluss wird die allgemeine Anregung der Antennen mittels mehrmodiger Laserstrahlung analysiert und der QTDS-Fall im Speziellen beschrieben. In der darauf folgenden experimentellen Validierung wird zu Beginn als Bindeglied zwischen der konventionellen Technik und dem untersuchten Multimode-Ansatz ein THz-System vorgestellt, welches je nach Betriebsmodus der Laserquelle ein konventionelles Photomischsignal oder ein aus drei THz-Frequenzkomponenten bestehendes Signal liefert. Die durch den mehrmodigen Betrieb gewonnene Mehrinformation wird anhand der hierdurch überwindbaren Phasen-Uneindeutigkeit der THz-Welle demonstriert. Im Weiteren wird der QTDS-Ansatz in Form eines breitbandigen THz-Spektrometers,

experimentell gezeigt, welches von einer einfachen und kostengünstigen Laserdiode angetrieben wird, und die Signalform sowie die erreichbare Bandbreite wird diskutiert.

Um das Potential des QTDS-Verfahrens hervorzuheben, werden die Ergebnisse einer Anzahl unterschiedlicher Messszenarien demonstriert, welche verdeutlichen, dass die QTDS einen Großteil der Messaufgaben bewältigen kann, die bisher nur von der TDS bewältigt werden konnten. Die Flexibilität der multifrequenten THz-Spektroskopie wird in den abschließenden Abschnitten des Kapitels weiter beleuchtet, indem verschiedene Variationen der Laserquelle und die hieraus resultierenden Auswirkung auf die THz-Signale untersucht werden.

4.1 Konventionelle Photomischung

4.1.1 Grundlagen der Photomischung

Das Grundkonzept der Photomischung, welches bereits in den 90er Jahren für die THz-Spektroskopie vorgestellt wurde [66], basiert auf der Überlagerung zweier Laserlinien Ω_1 , Ω_2 mit leicht unterschiedlicher Frequenz $\Delta\Omega$. Betrachtet man das resultierende elektrische Feld im Zeitbereich, so hat dieses den Charakter einer optischen Schwebung, wie in der Abbildung 33 skizziert. Während die schnelle Oszillation durch die Zentralwellenlänge der beiden Laserlinien bestimmt wird, gibt die relative Differenzfrequenz die Periode der Einhüllenden des elektrischen Feldes vor. Das resultierende Feld $E(t)$ kann in Abhängigkeit der Frequenzen Ω_i und der Amplituden E_i der beiden Lasermoden beschrieben werden:

$$E(t) = E_1 \cos(\Omega_1 t) + E_2 \cos(\Omega_2 t) . \quad (4.1)$$

Wird die Laserstrahlung, welche beide Frequenzkomponenten enthält, auf eine photoleitfähige Antenne gerichtet, so heben die Photonen in dem Halbleitermaterial Elektronen in das Leitungsband an und ändern somit die Leitfähigkeit des Halbleiters. Die Leitfähigkeit $G_A(t)$ ist dabei proportional der Ladungsträgerdichte $n_A(t)$ [66]:

$$G_A(t) \propto n_A(t) . \quad (4.2)$$

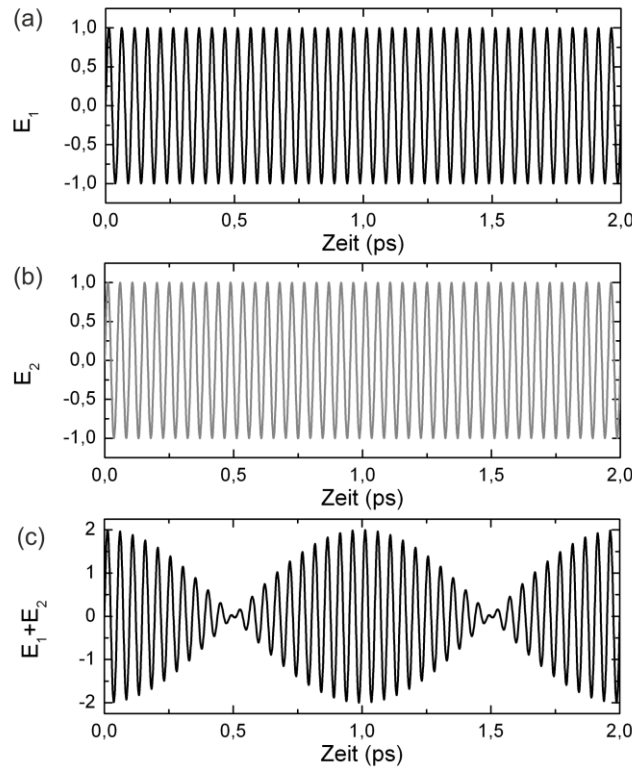


Abbildung 33: Optische Schwebung (c) bei Überlagerung zweier Laserlinien mit den elektrischen Felder E_1 (a) und E_2 (b). Neben einer schnell oszillierenden Komponente resultiert eine Einhüllende, welche die Differenzfrequenz zwischen den Laserlinien aufweist.

Die Ladungsträgerdichte ergibt sich unter Berücksichtigung der Generationsrate $G(t)$ und Rekombinationsrate $R(t)$ zu [66]:

$$\frac{dn_A(t)}{dt} = G(t) - R(t) = \Psi_A P_{Opt,A}(t) - \frac{n_A(t)}{\tau}, \quad (4.3)$$

wobei τ die Lebensdauer der freien Ladungsträger, $P_{Opt,A}$ die auf die Antenne einfallende optische Leistung und Ψ_A eine durch das Antennenmaterial bestimmte Materialkonstante beschreibt. Wird als Anregung eine mit der Frequenz f oszillierende optische Leistung angenommen, so ist eine Lösung dieser Gleichung gegeben durch [66]:

$$n_A(t) = \Psi_A \tau \overline{P_{Opt,A}} \left(1 + \frac{\sin(2\pi f t + \gamma)}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}} \right), \quad (4.4)$$

wobei der Phasenterm γ im Folgenden der Übersichtlichkeit halber vernachlässigt wird, da dieser zeitlich invariant ist und keine Auswirkungen auf die resultierenden Signalformen hat. Die Ladungsträgerdichte oszilliert, wie anhand (4.4) deutlich wird, ebenfalls mit der Frequenz f und ist proportional zu der mittleren optischen Leistung. Ebenfalls resultiert eine Tiefpasscharakteristik, bestimmt durch die Lebensdauer der

freien Ladungsträger. Da diese Zeitkonstante im Bereich einiger hundert Femtosekunden liegt [67], können nur Oszillationen bis einige Terahertz eine merkliche Modulation der Ladungsträgerdichte hervorrufen. Insbesondere ist die Frequenz der schnellen Oszillation, welche durch die Zentralwellenlänge der optischen Strahlung gegeben ist und im Bereich mehrerer hundert Terahertz liegt, zu hoch, als dass die Elektronen dieser folgen könnten [68]. Insofern ist in der theoretischen Beschreibung die Differenzfrequenz zwischen den Laserlinien und nicht die absolute Zentralwellenlänge der Laserstrahlung relevant, solange die Energie der Photonen ausreicht, um Elektronen in das Leitungsband anzuregen.

Da die optische Leistung quadratisch von der elektrischen Feldstärke des einfallenden Laserlichtes abhängt, ergibt sich diese zu:

$$\begin{aligned}
 P_{Opt,E}(t) = & \frac{E_1^2}{2} \cos(2 \Omega_1 t) + \frac{E_2^2}{2} \cos(2 \Omega_2 t) \\
 & + \frac{E_1 E_2}{2} \cos((\Omega_1 - \Omega_2)t) \\
 & + \frac{E_1 E_2}{2} \cos((\Omega_1 + \Omega_2)t).
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Anhand dieser Gleichung ist zu sehen, dass die Ladungsträgerdichte der Antenne neben der Differenzfrequenz $\Omega_1 - \Omega_2$ theoretisch auch mit der Summenfrequenz und den zweiten Harmonischen moduliert werden würde. Aufgrund der Tiefpasscharakteristik der Antenne ist jedoch nur die Differenzfrequenz, welche im THz-Frequenzbereich liegt, für den Photomischprozess relevant [68].

Wird über die Antennenstruktur eine Gleichspannung angelegt, so können die angeregten Ladungsträger im aufgeprägten elektrischen Feld beschleunigt werden. Hierdurch resultiert ein Stromfluss $I_A(t)$, welcher dem zeitlichen Verlauf der Ladungsträgerdichte folgt:

$$I_A(t) \propto \Psi_A \tau \overline{P_{Opt,A}} \left(1 + \frac{\sin(\omega t)}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}} \right). \tag{4.6}$$

Dieser oszillierende Stromfluss verursacht eine abgestrahlte elektromagnetische Welle, die proportional zu der zeitlichen Änderung des Stromes ist [61]:

$$E_{THz}(t) \propto -\frac{dI_A(t)}{dt} = -\omega \Psi_A \tau \overline{P_{Opt,A}} \left(\frac{\cos(\omega t)}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}} \right). \tag{4.7}$$

Dieser Zusammenhang stellt die Basis des grundlegenden Konzeptes der Photomischung dar, d.h. der Konversion optischer Laserstrahlung in Dauerstrich-THz-

Wellen. In der Abbildung 34 ist der Zusammenhang zwischen der optischen Modulation, der Ladungsträgerdichte und dem abgestrahlten elektrischen Feld illustriert.

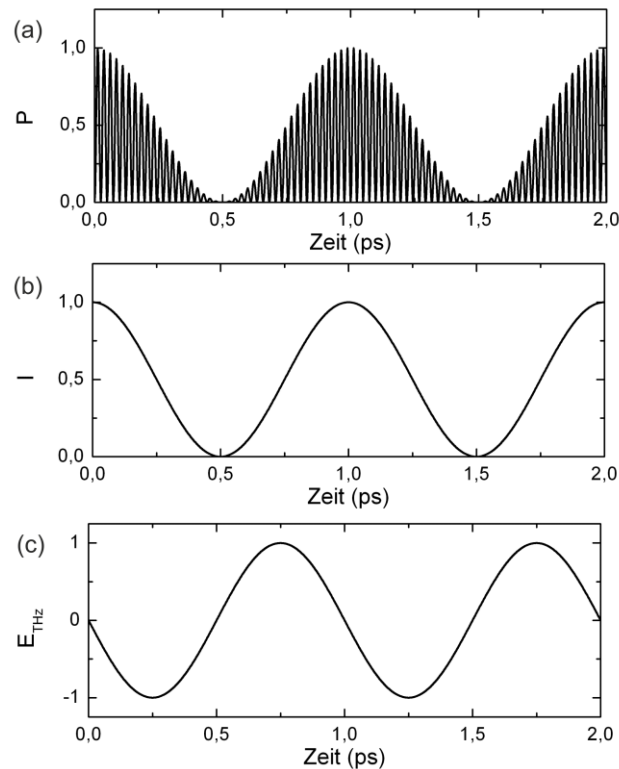


Abbildung 34: Illustration der auf die Antennen treffenden optischen Leistung (a), welche mit der Differenzfrequenz zwischen den Laserlinien moduliert ist sowie des hieraus resultierenden Stromflusses (b) und der abgestrahlten THz-Welle (c).

Um die erzeugten THz-Wellen phasensensitiv detektiert zu können, wird die Kohärenz des erzeugenden Laserlichtes genutzt: Mittels eines Strahlteilers wird die Laserstrahlung in zwei Anteile aufgespalten. Einer dieser Anteile wird direkt auf eine THz-Antenne geleitet, welche als Emitter dient, während der andere Teil auf eine zweite THz-Antenne gerichtet wird, die als Detektor fungiert. Dieses ist in der Abbildung 35 skizziert.

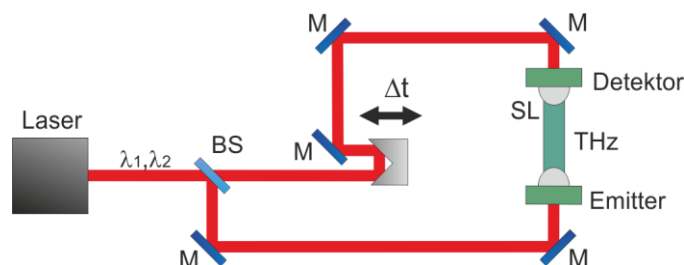


Abbildung 35: Schematischer Aufbau eines Photomisch-Spektrometers: Die Laserstrahlung eines Zwei-Farb-Lasers-Systems wird in einem Strahlteiler (BS) aufgespalten und über zwei Pfade mittels Spiegel (M) zu einer Emitter bzw. Detektorantenne geleitet. In diesen werden THz-Wellen ausgesendet bzw. empfangen. Über Substratlinsen (SL) wird eine bessere Aus- und Einkopplung der THz-Wellen in das Halbleitersubstrat ermöglicht. Eine Verzögerungseinheit erlaubt es, eine optische Weglängenveränderung in einem Pfad vorzunehmen, um das THz-Feld zeitaufgelöst aufzunehmen.

Das prinzipielle Konzept der Emitterantenne findet sich in der Detektorantenne wieder. So moduliert auch hier die optische Schwebung die Leitfähigkeit der Antenne. Der wesentliche Unterschied dieser beiden Antennen ist, dass bei dem Detektor keine Vorspannung anliegt, sondern ein stromsensitiver Sensor angeschlossen wird. Das elektrische Feld der THz-Welle, welche auf die Antenne fokussiert ist, beschleunigt die optisch erzeugten Ladungsträger. Somit resultiert der Stromfluss im Detektor als Faltung zwischen Leitfähigkeit im Detektor $G_D(t)$ und elektrischem THz-Feld [68]:

$$I_D(\Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_D(t) E_{THz}(\Delta t - t) dt. \quad (4.8)$$

Bei der Berechnung des Stromes kann eine unbeschränkte Integration angenähert werden, da die Zeitperiode einer Oszillation der THz-Welle um ein Vielfaches unter der Messdauer im Millisekundenbereich liegt und die schnellen Oszillationen durch die Auswerteelektronik zu einem resultierenden Gleichstrom geglättet werden. Der gemessene Stromfluss ist eine Funktion des zeitlichen Unterschiedes Δt zwischen den beiden Laserpfaden im Emitter- und Detektorarm. Um diesen variieren zu können, wird für gewöhnlich eine mechanische Verschiebeeinheit eingesetzt, mit der ein Spiegel präzise vor- und zurückbewegt werden kann. Je nach Spiegelposition benötigt das Licht in dem variablen Arm unterschiedlich viel Zeit, um sein Ziel, die THz-Antenne, zu erreichen. Damit kann der zeitliche Unterschied durch den Weglängenunterschied ΔX zwischen beiden Armen beschrieben werden:

$$\Delta t = \frac{\Delta X}{c_0}. \quad (4.9)$$

Der in der Detektorantenne gemessene Strom ergibt sich damit zu

$$I_D(\Delta t) = \omega A_{sys}(\omega) \overline{P_{opt,A}} \cos(\omega \Delta t), \quad (4.10)$$

wobei der frequenzabhängige Parameter $A_{sys}(\omega)$ die Systemcharakteristik, welche die Tiefpasswirkung der limitierten Ladungsträgerlebensdauer und der Antennenstrukturen umfasst, beschreibt. Das detektierte Signal weist, vorgegeben durch die Differenzfrequenz der beiden Laserlinien, eine schmalbandige, sinusartige Gestalt auf. Die Amplitude ist dabei stark frequenzabhängig und wird maßgeblich durch die Eigenschaften der THz-Antennen bestimmt [67,69]. In der Abbildung 36 sind Beispielsignale für verschiedene Frequenzen gezeigt, die in einem Photomischsystem, welches in [63] näher beschrieben ist, aufgenommen wurden.

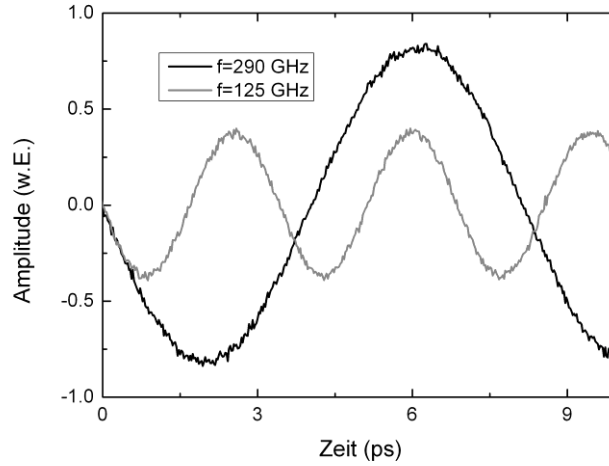


Abbildung 36: Exemplarische Signale eines Photomischsystems für zwei unterschiedliche Differenzfrequenzen zwischen den Laserlinien.

Die phasensensitive Messung ermöglicht neben einer Bestimmung der frequenzabhängigen Transmission durch eine Probe ebenfalls einen Rückschluss auf die dielektrischen Materialparameter [63]. Dieses ist möglich, indem neben der Abschwächung der Amplitude auch die Phasenverschiebung der durch die Probe propagierenden Welle im Bezug auf eine Referenzmessung analysiert wird.

4.1.2 Beschreibung der Antennencharakteristik

Die spektrale Effizienz der abgestrahlten THz-Wellen ist primär durch die Antennencharakteristik bestimmt. Einerseits ist die Lebensdauer der freien Ladungsträger von großer Bedeutung, da hieraus eine Tiefpasswirkung resultiert [67]. Andererseits prägt die Metallisierungsstruktur, welche der Spannungsversorgung dient, eine Frequenzcharakteristik auf die emittierte THz-Strahlung auf [70]. Als einfaches Modell für die Antennencharakteristik $A(\omega)$ werden diese beiden Anteile, die Tiefpasswirkung $T(\omega)$ und die Metallisierungsstruktur $M(\omega)$, separat behandelt:

$$A(\omega) = \eta T(\omega) M(\omega) . \quad (4.11)$$

Der Parameter η beschreibt dabei die generelle Effizienz der Antenne. Hier fließt maßgeblich die Mobilität der Ladungsträger μ sowie die Ladungsträgerlebensdauer ein. Vereinfacht kann η über folgenden Ausdruck abgeschätzt werden [71]:

$$\eta = \frac{\mu e d \sqrt{F}}{r} \eta_Q T_{IR} , \quad (4.12)$$

wobei η_Q die Quanteneffizienz, T_{IR} der Transmissionsfaktor für die Lichtwelle, F die Fläche der Antenne, d die Eindringtiefe in das Antennenmaterial und r die Breite der

photoleitfähigen Lücke ist. Die Frequenzcharakteristik wird durch die Tiefpasswirkung beschrieben [67]:

$$T(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}. \quad (4.13)$$

Der durch die Laserstrahlung modulierte Stromfluss fließt über die Metallisierung zu den Kontaktflächen, an denen die Vorspannung angeschlossen wird. An den Grenzflächen der Metallisierungsstruktur ändert sich jedoch die Leitungsimpedanz und ein Teil der Welle wird reflektiert. Diese wird zurück zum Anregungsort der Laserstrahlung geleitet und verursacht wiederum eine Abstrahlung einer THz-Welle mit einem gewissen Zeitversatz. Dieser Versatz ist dabei durch die Propagationszeit auf der Leitung gegeben. In der Abbildung 37 ist dieses illustriert.

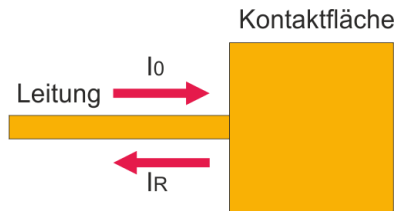


Abbildung 37: Schematische Darstellung der Reflexe, welche an den Grenzflächen der Metallkontakte einer THz-Antenne auftreten. Ein Teil der einlaufende Stromwelle I_0 wird an der Grenzfläche zwischen Leitung und Kontaktfläche in die gegenläufige Welle I_R reflektiert.

Eine klassische THz-Antenne weist oftmals eine Dipolantennenstruktur auf, bei der ein Dipolsteg mit gegebener Länge L zwischen zwei Streifenleitungen angeordnet ist, die zu den Kontaktflächen führen. Diese ist in der Abbildung 38 skizziert. An den Grenzflächen der Metallflächen treten somit periodische Rückreflexe auf, welche zu einer starken Frequenzcharakteristik der Antenne führen. Diese Charakteristik kann unter Berücksichtigung des Reflexionsfaktors R zwischen Dipolende und Streifenleitung und dem Verlust der Leitung α beschrieben werden über:

$$M(\omega) = 1 + R \exp\left(-i \frac{\omega c_0}{4 L n_{eff}}\right) \exp(-\alpha(\omega) 2L). \quad (4.14)$$

Der effektive Brechungsindex n_{eff} ist, sowie der Verlustterm, eine Funktion der Metallisierungsgeometrie und des Antennenmaterials [70]. Geeignete Werte können phänomenologisch aus Messdaten gewonnen werden. Exemplarische Verläufe von $A(\omega)$ für drei unterschiedliche Dipollängen sind in der Abbildung 39 gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, dass kürzere Dipolstege eine Verstärkung des höheren Spektralbereichs verursachen, während niedrige Frequenzen abgeschwächt werden. In Kombination mit der Tiefpasswirkung resultieren somit kleinere Signalenergien, da eine Antenne mit idealer resonanzfreien Charakteristik, d.h. $A(\omega)=1$, die maximale Intensität im niederen Frequenzbereich abstrahlt.

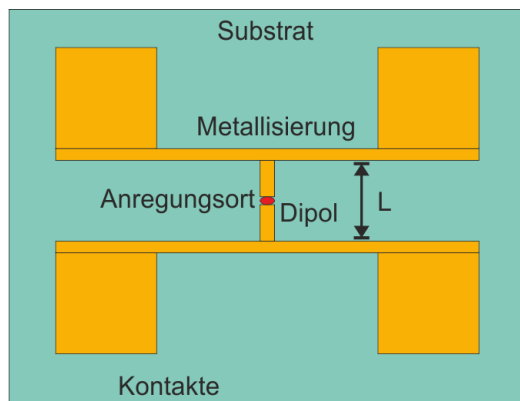


Abbildung 38: Schematische Darstellung einer Dipolantenne mit der Dipollänge L . Der Dipolsteg ist um den photoleitfähigen Anregungsort zentriert, auf welchem die Laserstrahlung fokussiert wird. Die Enden des Dipols werden durch Zuleitungen zu den Kontaktflächen gebildet, welche der Spannungsversorgung bzw. Stromführung dienen.

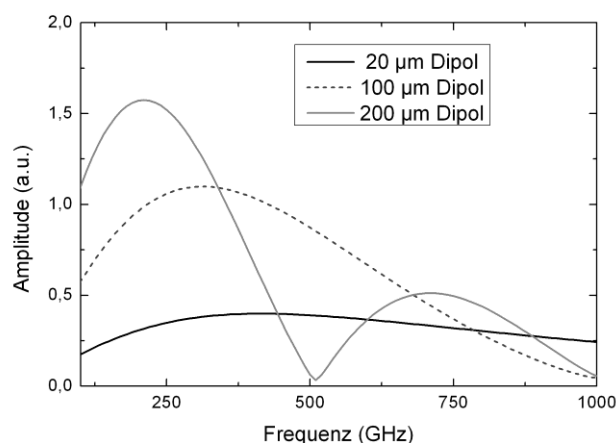


Abbildung 39: Theoretische Frequenzcharakteristik eines Photomisch-Spektrometers bei Verwendung unterschiedlich langer Dipolstrukturen als Antennen.

In realen Spektrometern treten zusätzlich parasitäre Resonanzen auf, etwa durch Reflexionen an den Metallkontakten oder durch Mehrfachreflexionen an den Halbleiteroberflächen. Diese rufen eine zusätzliche Modulation des resultierenden Spektrums hervor. In der Abbildung 40 sind zwei aufgenommene Spektren für zwei unterschiedliche Antennenstrukturen (100 μm und 20 μm lange Dipolantennen) gezeigt, wobei jeder Frequenzschritt nacheinander durch Frequenzdurchstimmen des Zwei-Farb-Lasersystems [63] aufgenommen wurde. Es ist zu erkennen, dass im Falle der langen Dipolstruktur eine höhere Signalenergie auftritt. Der Grund hierfür ist die zusätzliche Verstärkung der ohnehin effizienter abgestrahlten niedrigeren Frequenzen. Die kurze Dipolstruktur ermöglichen dagegen die Detektion von Signalkomponenten in höheren Frequenzbereichen, da das Signal aufgrund der hier auftretenden Verstärkung über dem Rauschlevel liegt. In beiden Fällen ist eine feine Oszillation auf dem Spektrum zu beobachten, welche aus Mehrfachreflexen an den Kontaktflächen bzw. innerhalb des Halbleitermaterials resultiert.

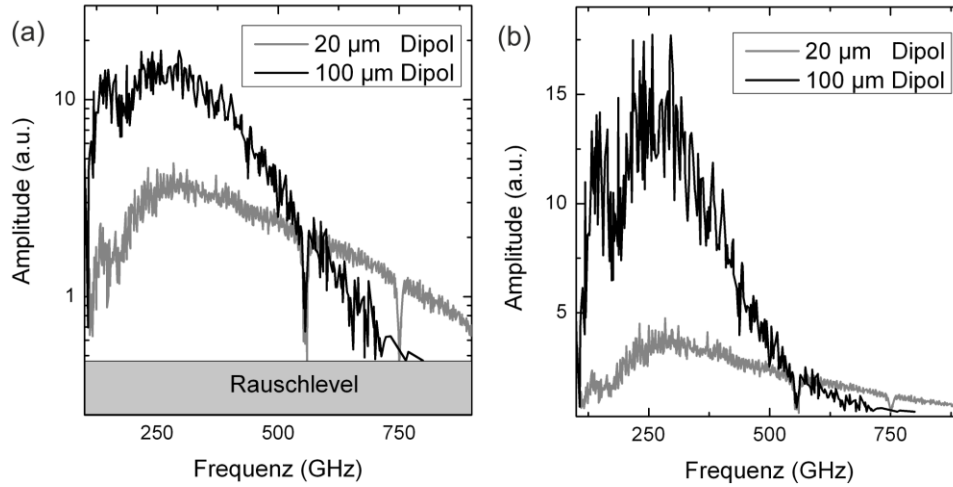


Abbildung 40: Signalamplitude eines Photomischsystems für zwei unterschiedliche Dipollängen. (a) Spektrum im logarithmischen und (b) im linearen Maßstab.

4.2 Mischung multipler Lasermoden

Während in den vorangegangenen Abschnitt die Grundlagen der Dauerstrich-THz-Spektroskopie behandelt wurden, wird an dieser Stelle der Fall der Anregung mit mehreren Laserlinien untersucht. Hierfür wird zunächst der Anschaulichkeit halber der Fall von drei Lasermoden betrachtet. Im Anschluss werden die Ergebnisse auf den allgemeinen Fall der mehrmodigen Anregung übertragen. Das gewählte Vorgehen orientiert sich an den bereits in [65] veröffentlichten Ergebnissen.

Im Falle dreier oszillierender Lasermoden ist die optische Leistung, welche auf die Emitter-Antenne trifft, gegeben durch:

$$P_{Opt,E}(t) \propto [E_1 \sin(\Omega_1 t + \phi_1) + E_2 \sin(\Omega_2 t + \phi_2) + E_3 \sin(\Omega_3 t + \phi_3)]^2, \quad (4.15)$$

wobei E_i und Ω_i die Amplituden bzw. Frequenzen der jeweiligen Lasermoden und ϕ_i die zeitlich verändernden Phasenlagen der Moden darstellt. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit zwischen Leistung und elektrischem Feld resultieren mehrere Mischprodukte. Für den Photomischprozess werden wiederum nur die Differenzfrequenzen berücksichtigt. Somit ergibt sich für das abgestrahlte THz-Feld analog zu (4.7):

$$\begin{aligned}
E_{THZ}(t) \propto & \omega_{12} A_E(\omega_{12}) E_1 E_2 \cos(\omega_{12} t + \phi_1 - \phi_2) \\
& + \omega_{13} A_E(\omega_{13}) E_1 E_3 \cos(\omega_{13} t + \phi_1 - \phi_3) \\
& + \omega_{23} A_E(\omega_{23}) E_2 E_3 \cos(\omega_{23} t + \phi_2 - \phi_3).
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Hierbei beschreibt ω_{ij} die Differenzfrequenz zwischen Ω_i und Ω_j und der Parameter $A_E(\omega)$ ist die spektrale Effizienz der THz-Antenne.

Wird ein Teil der mehrmodigen Laserstrahlung über einen Strahlteiler abgespalten und auf die Detektorantenne gerichtet, so ist eine kohärente Detektion des THz-Feldes möglich. Mittels Gl. (4.8) kann für den sich ergebenden Stromfluss ermittelt werden:

$$\begin{aligned}
I_D(\Delta t) = & \omega_{12} A_E(\omega_{12}) A_D(\omega_{12}) P_1 P_2 \cos(\omega_{12} \Delta t) \\
& + \omega_{13} A_E(\omega_{13}) A_D(\omega_{13}) P_1 P_3 \cos(\omega_{13} \Delta t) \\
& + \omega_{23} A_E(\omega_{23}) A_D(\omega_{23}) P_2 P_3 \cos(\omega_{23} \Delta t),
\end{aligned} \tag{4.17}$$

wobei die spektrale Antennencharakteristik in den Parametern $A_E(\omega)$ und $A_D(\omega)$ für die Emitter- und Detektorantenne zusammengefasst sind. Hervorzuheben an dieser Beziehung ist, dass der detektierte Strom in keiner Korrelation zu der zufälligen Phasenlage zwischen den Lasermodeen steht. Somit kann auch ohne Modenkopplung der Lasermodeen ein phasenstarrs THz-Signal detektiert werden, d.h. die Phasenlage der Frequenzkomponenten ändert sich in aufeinander folgenden Messungen nicht. Diese Reproduzierbarkeit ist essentiell um eine phasensensitive Messung analog zur konventionellen, monofrequenten Photomischung durchführen zu können und damit Proben in Hinblick auf ihren komplexen Brechungsindex zu charakterisieren.

Weiterhin ist anhand (4.17) zu sehen, dass die resultierenden THz-Signale drei Frequenzkomponenten aufweisen, deren Frequenz durch den Abstand der Lasermodeen vorgegeben ist, wie die Abbildung 41 illustriert.

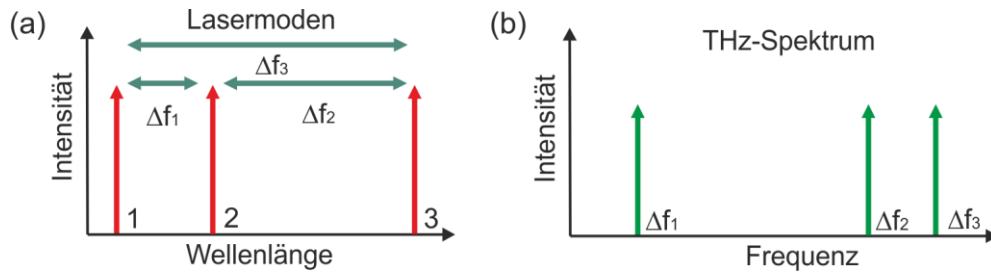


Abbildung 41: Illustration der in der THz-Antenne entstehenden Mischprodukte: Wird die Antenne mit drei Lasermodeen moduliert, so entstehen drei THz-Frequenzkomponenten, deren Frequenz durch den Modenabstand des Laserlichtes vorgegeben wird.

Werden dispersive Elemente in den THz- oder optischen Pfad nach dem Strahlteiler eingefügt, so ändert sich die Phasenlage der Wellen frequenzabhängig um den detektierbaren konstanten Phasenterm φ_{ij} . Damit ist der Strom in der Detektorantenne gegeben über:

$$I_D(\Delta t) = \omega_{12}A_E(\omega_{12})A_D(\omega_{12})P_1P_2 \cos(\omega_{12}\Delta t + \varphi_{12}) \\ + \omega_{13}A_E(\omega_{13})A_D(\omega_{13})P_1P_3 \cos(\omega_{13}\Delta t + \varphi_{13}) \\ + \omega_{23}A_E(\omega_{23})A_D(\omega_{23})P_2P_3 \cos(\omega_{23}\Delta t + \varphi_{23}). \quad (4.18)$$

Während diese Beziehung den Fall einer Anregung der photoleitfähigen Antennen mittels dreimodiger Laserstrahlung beschreibt, ist eine analoge Herleitung auch für den allgemeineren Fall möglich, in dem M Lasermoden mit jeweiliger optischen Leistung P_i die Antennen anregen. Hierbei lässt sich der resultierende Stromfluss ermitteln über:

$$I_D(\Delta t) = \sum_{k=1}^{M-1} \sum_{l=k+1}^M \omega_{kl}A_E(\omega_{kl})A_D(\omega_{kl})P_kP_l \cos(\omega_{kl}\Delta t + \varphi_{kl}). \quad (4.19)$$

Dabei beschreibt ω_{kl} die Frequenzdifferenz zwischen den Moden k und l und φ_{kl} die zugehörige Phasenlage der THz-Frequenzkomponenten. Anhand der doppelten Summation wird deutlich, wie stark die Anzahl der THz-Frequenzkomponenten mit wachsender Lasermodenanzahl ansteigt, wie auch in der Abbildung 42 zu sehen ist.

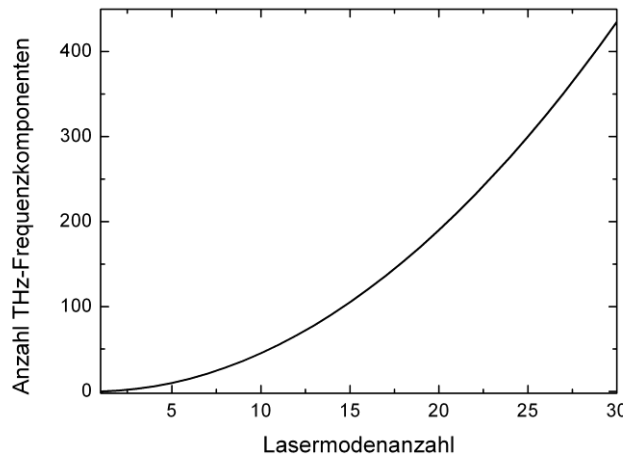


Abbildung 42: Abhängigkeit der Anzahl der erzeugten THz-Frequenzkomponenten von der Lasermodenanzahl.

Während mit zunehmender Lasermodenanzahl eine erhöhte Frequenzinformation resultiert, fällt die spektrale Amplitude der detektierten Signalkomponenten quadratisch

mit der Anzahl an Moden M ab. Bei Annahme einer gleichmäßigen Aufteilung der Laserleistung P über die Moden folgt:

$$I_D(\omega_{kl}) \propto \frac{P^2}{M^2}. \quad (4.20)$$

Um dennoch ein hohes Signal-zu-Rauschverhältnis zu erhalten, obgleich sich das Signal über einen breiten Frequenzbereich erstreckt, wird als Spezialfall die Situation von äquidistanten Lasermode untersucht, d.h. benachbarte Moden weisen den Frequenzabstand Δf auf. Hierdurch verringert sich die Anzahl der erzeugten THz-Frequenzmischprodukte deutlich, da ein kammartiges THz-Spektrum wie in Abbildung 43 illustriert entsteht, in welchem die Signalenergie kondensiert ist.

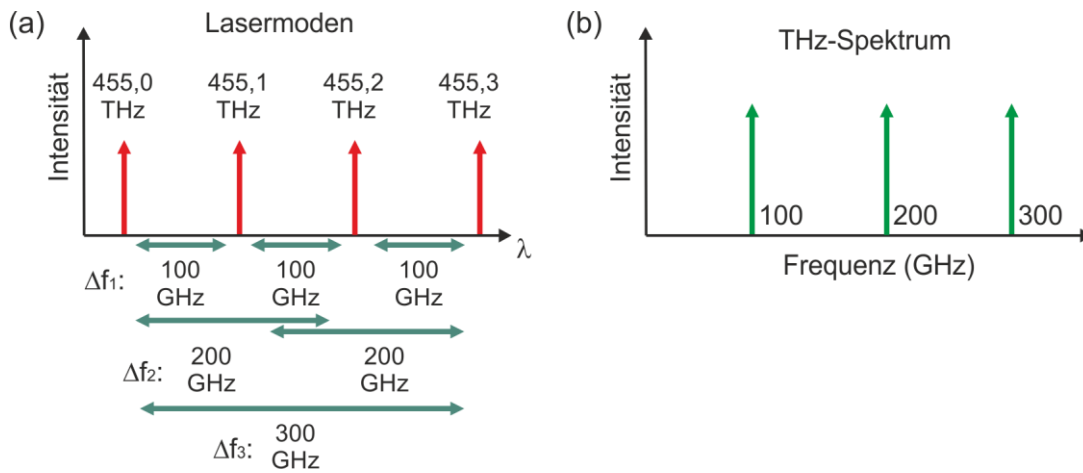


Abbildung 43: Im Falle äquidistanter Lasermode wird ein Kamm von THz-Frequenzkomponenten erzeugt und die Anzahl der Mischprodukte reduziert sich gegenüber einem zufälligen Lasermodeabstand.

Wird zur Veranschaulichung eine gleichmäßige Aufteilung der optischen Leistung P auf die M oszillierenden Moden angenommen, d.h. für den Leistungsanteil P_k , der auf die k -te Moden entfällt, folgt:

$$P_k = \frac{P}{M}, \quad (4.21)$$

so ergibt sich für einen Frequenzabstand von Δf das detektierte Signal zu:

$$I_D(\Delta t) = \sum_{k=1}^{M-1} \left[\frac{(M-k)}{M^2} 2\pi k \Delta f A_E(2\pi k \Delta f) A_D(2\pi k \Delta f) P^2 \right. \\ \left. * \cos(2\pi k \Delta f \Delta t + \varphi_m) \right]. \quad (4.22)$$

Anstatt einer Verteilung über viele Mischprodukte wie im Falle zufälliger Frequenzabstände zwischen den Lasermoden (vgl. Gl (4.19)) ist die Energie hier in den diskreten Kammlinien kondensiert, so dass ein erhöhtes Signal-zu-Rauschverhalten resultiert. Der äquidistante Frequenzabstand resultiert ferner in einer periodischen Signalgestalt, wie in Abbildung 44 gezeigt. Das Signal hat den Charakter eines Pulszuges, wobei die Dauer der Pulse durch die Anzahl der Moden und damit der spektralen Bandbreite der Laserstrahlung bestimmt wird. Der zeitliche Abstand zwischen den Pulsen gibt die Periodizität T_P des Signals vor und ist der Kehrwert des spektralen Modenabstandes:

$$T_P = \frac{1}{\Delta f}. \quad (4.23)$$

Wie in der Abbildung 44 zu sehen führt eine Zunahme an Moden trotz Abnahme der jeweiligen Leistungsanteils nicht zu einer merklichen Verminderung der Signalamplitude. Dieses ist die Voraussetzung für die Bewahrung eines hohen Signal-zu-Rauschverhältnisses obgleich eine breitbandigere spektrale Information resultiert. Dagegen reduziert sich aufgrund der höheren Bandbreite Dauer der einzelnen Pulse, wie dieses auch von der klassischen Zeitbereichsspektroskopie bekannt ist [25].

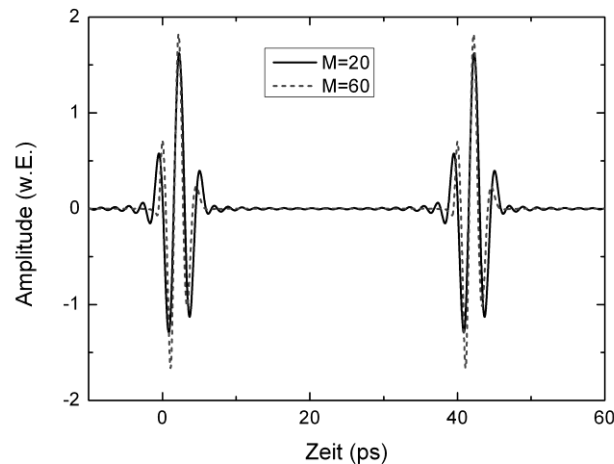


Abbildung 44: Theoretische Signalgestalt für den Fall eines äquidistanten Modenabstands zwischen den Laserlinien von 25 GHz für unterschiedliche Modenanzahlen. Bei den Berechnungen wurden Dipolantennen von 100 μm Länge sowie eine gleiche optische Gesamtleistung angenommen.

Neben der breitbandigen Frequenzinformation entspricht die pulsförmige Zeitsignalgestalt jener der THz-Zeitbereichsspektroskopie (TDS). Deshalb wird dieser Spezialfall im Folgenden als Quasi-Zeitbereichsspektroskopie (QTDS) bezeichnet. Dieser Name trägt dem Umstand Rechnung, dass zum einen eine relative Zeitinformation zwischen den Messungen in einem solchen Spektrometer vorliegt, d.h. die durch eine Probe induzierte zeitliche Verzögerung des Messsignals relativ zu einer Referenzmessung entspricht jener, die bei einer TDS Messung detektiert werden würde.

Somit sind alle linearen Materialcharakterisierungen mittels des QTDS-Ansatzes analog zum TDS-Fall durchführbar und können in gleicher Weise ausgewertet werden. Zum anderen gibt es allerdings keine absolute Zeitbeziehung, wie etwa zwischen den Pulsen eines Pumplasers, die eine Probe anregen und der erzeugten THz-Welle. Folglich eignet sich der QTDS-Ansatz nicht, um transiente nichtlineare Effekte zu charakterisieren.

4.3 Multifrequente-Dauerstrich-Spektroskopie

Als erste experimentelle Realisierung eines multifrequenten THz-Spektrometers wird die Mischung von drei Lasermoden untersucht, wie in der Veröffentlichung [72] dargestellt. Hierfür werden zwei DFB-Laserdioden eingesetzt, welche eine Emissionswellenlänge um 852 nm aufweisen und in einem Wellenlängenbereich um 3 nm durchgestimmt werden können. DFB-Dioden weisen eine Braggspiegelstruktur auf, welche die Emissionswellenlänge vorgibt [73]. Ändert sich die Temperatur der Struktur, so ändert sich auch die optische Dicke der Spiegelschichten und damit die emittierte Wellenlänge. Somit ermöglicht eine feine Kontrolle der Temperatur der beiden Dioden ein Durchstimmen der Differenzfrequenz zwischen den Dioden. Neben dieser relativ groben thermischen Frequenzänderung, welche eine Frequenzauflösung von etwa 1 GHz ermöglicht [73], kann über eine zusätzliche elektronische Frequenzstabilisierung der Laserdioden eine Genauigkeit der Differenzfrequenz von bis zu 1 MHz erreicht werden [73].

Während das Emissionsspektrum einer der eingesetzten Dioden (Diode 1) über einen weiten Temperaturbereich einmodig (engl. „single-mode,“ (SM)) ist, emittiert die andere Diode (Diode 2) für bestimmte Temperaturen zwei longitudinale Moden gleichzeitig, welche 67 GHz auseinander liegen. Um einen stabilen Drei-Moden-Betrieb zu erreichen wird diese Diode auf einem konstanten Temperaturwert gehalten, während Diode 1 in der Temperatur durchgestimmt wird. Somit kann eine kontinuierliche Wahl der Differenzfrequenz zwischen den Dioden und damit der Frequenz der abgestrahlten THz-Wellen erfolgen.

Die Strahlung der beiden Laser wird über zwei optische Isolatoren geleitet und mittels eines Strahlteilers räumlich zusammengeführt. Hinter dem Strahlteiler ergeben sich so zwei optische Pfade, in denen die Emission beider Dioden überlagert ist. Einer der Wege führt auf eine Emitter-Antenne, der andere über eine Verzögerungseinheit und im Anschluss auf die Detektor-Antenne. Beide Antennen besitzen eine 100 μm Dipolstruktur und bestehen aus tieftemperaturgewachsenem Galliumarsenid (GaAs), welches eine kurze Ladungsträgerlebensdauer im Bereich einiger hundert Femtosekunden aufweist [61]. Die THz-Strahlung wird über vier Parabolspiegel geleitet und über einen Zwischenfokus auf die Detektorantenne fokussiert. Für ein besseres Verständnis ist der Aufbau in der Abbildung 45 illustriert.

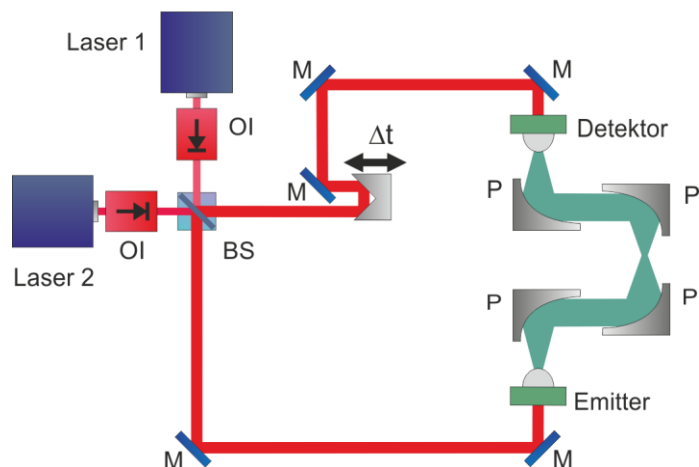


Abbildung 45: Schematischer Aufbau des dreimodigen THz-Spektrometers: Die Laserstrahlung zweier DFB-Dioden wird über optische Isolatoren (OI) in dem Strahlteiler (BS) überlagert. Der Strahlteiler spaltet das Laserlicht zusätzlich in zwei Teile, von denen einer zum Empfang, der ander zum Aussenden von THz-Wellen in dem Detektor bzw. Emmitter genutzt wird. Eine Verzögerungseinheit ermöglicht eine optische Weglängenveränderung in einem Pfad um das THz-Feld zeitaufgelöst aufzunehmen. Vier Parabolspiegel (P) werden zur THz-Strahlformung verwendet.

Um die Signale rauscharm detektieren zu können, wird ein Lock-In-Verstärker mit einer Zeitkonstante von 20 ms eingesetzt. Dieser Verstärker ermöglicht eine deutliche Reduktion des Rauschlevels und somit eine Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses. Näher wird das Konzept der Lock-In-Verstärkung in [74] beschrieben.

Je nach Wahl der Betriebstemperatur von Diode 2 kann zwischen dem zwei- und einmodigem Laserbetrieb gewechselt werden. Dementsprechend resultieren THz-Signale, die eine oder drei Frequenzkomponenten aufweisen. Um die resultierenden Signale zu vergleichen, wird die Temperatur von Diode 1 in der Weise gewählt, dass eine Differenzfrequenz um 350 GHz zwischen der einmodig-emittierenden Diode 2 und der Diode 1 vorherrscht. Über eine leichte Änderung der Temperatur wird die Diode 2 darauf folgend in den mehrmodigen Zustand versetzt. Die resultierenden Signalformen sind in der Abbildung 46 gezeigt. Während im ersten Fall eine klare Sinusschwingung mit einer Frequenz um 350 GHz resultiert, entsteht im zweiten Fall ein Schwebungssignal zwischen drei THz-Frequenzen (345, 278 und 65 GHz). Interessant ist, dass die Amplitudenmaxima beider Signale vergleichbar sind, die spektrale Energie sich nun jedoch auf die drei Frequenzen verteilt, so dass sich die Spektren deutlich unterscheiden (siehe Abbildung 47).

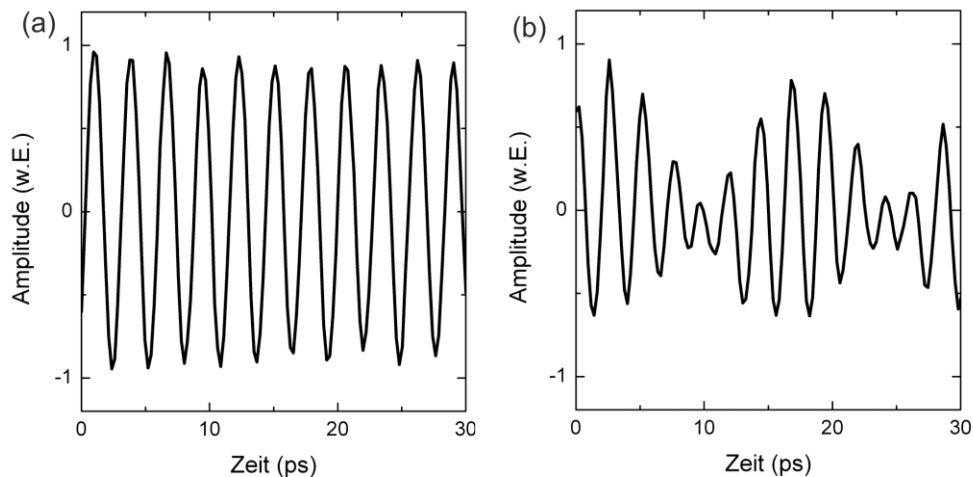


Abbildung 46: Aufgenommene Signale für den Fall, dass beide Dioden einmodig emittieren und eine Differenzfrequenz von 350 GHz eingestellt ist (a) und für den Fall, dass die zweite Diode im Zwei-Farb-Betrieb emittiert, wobei das THz Signal die Frequenzkomponenten 67 GHz, 278 GHz und 345 GHz enthält (b)

Die Antennencharakteristik beeinflusst die jeweilige Signalstärke merklich. In der Abbildung 47 sind Zeitsignale gezeigt, die bei unterschiedlichen Differenzfrequenzen entstehen. Während kleinere Frequenzen um 200 bis 300 GHz effizient abgestrahlt und detektiert werden können, verringert sich die spektrale Amplitude für höhere Frequenzen sichtlich aufgrund der eingesetzten Antennen, deren Frequenzcharakteristik sich analog zu jener in der Abbildung 40 aufgetragenem verhält.

Der grundlegende Vorteil der mehrmodigen-THz-Spektroskopie liegt in der größeren Frequenzinformation. Gerade im Fall der konventionellen Photomischung verursacht die Periodizität des Signals eine uneindeutige Phasenlage des THz-Signals. Somit kann die optische Probendicke, als Produkt aus geometrischer Dicke L und Brechungsindex n nicht eindeutig ermittelt werden. Wird eine Probe in den THz-Pfad eingeführt, so folgt für die resultierende Phase der THz-Welle:

$$\varphi = \frac{2\pi}{c_0} [n - 1] L f + \varphi_0, \quad (4.24)$$

wobei φ_0 die Phasenlage der Referenzmessung durch Luft beschreibt. Nimmt die Phasenlage um ein Vielfaches von 2π zu, so kann diese Zunahme aufgrund der sinusförmigen Signalgestalt nicht eindeutig bestimmt werden. Das hier beschriebene mehrmodige-THz-Spektroskop ermöglicht dagegen eine Lösung dieses Problems. Da jede Messung Information bei drei Frequenzkomponenten (f_1, f_2 und f_3) enthält, kann die jeweilige Phasenlage dieser Komponenten einzeln ermittelt werden. Für die Frequenzkomponenten f_1 und f_2 sind diese gegeben über:

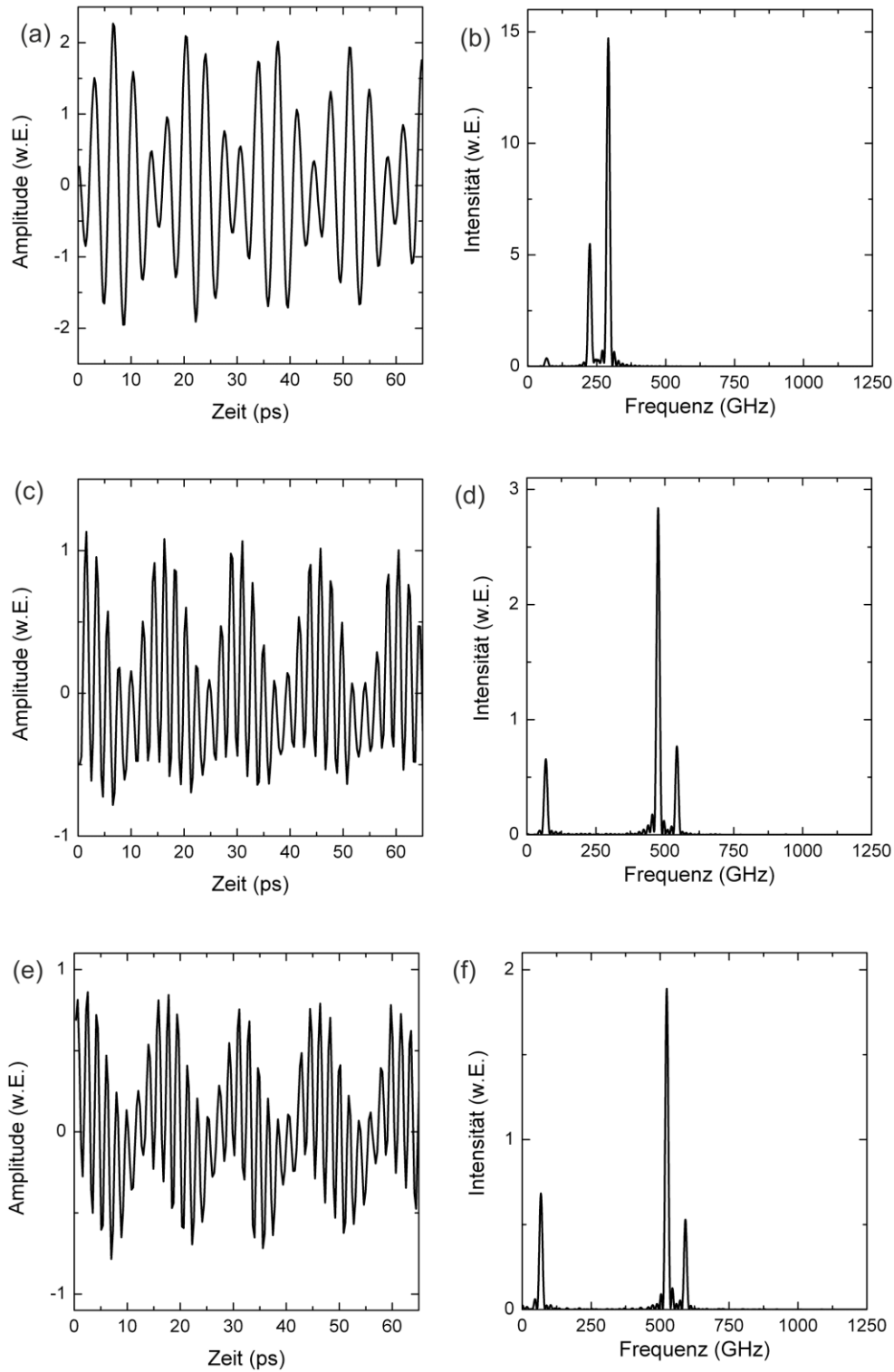


Abbildung 47: Aufgenommene Signale (a, c, e) mit den zugehörigen Spektren (b, d, f) für verschiedene Differenzfrequenzen zwischen den Dioden.

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{c_0} [n(f_1) - 1] L f_1 + \varphi_{1,0} , \quad (4.25)$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{c_0} [n(f_2) - 1] L f_2 + \varphi_{2,0} . \quad (4.26)$$

Hier beschreibt $n(f)$ den Brechungsindex bei der jeweiligen Frequenz f und $\varphi_{i,0}$ die dazugehörige Phasenlage der Referenzmessung. Wie im Falle eines einmodigen THz-Spektrometers tritt für beide Frequenzkomponenten einzeln betrachtet die 2π -Uneindeutigkeit auf. Deshalb führen wir an dieser Stelle die synthetische Differenzfrequenz (SDF) zwischen den beiden Frequenzkomponenten f_1 und f_2 ein:

$$f_{SDF} := f_1 - f_2 . \quad (4.27)$$

Diese SDF-Komponente weist im Vergleich zu den Frequenzkomponenten f_1 und f_2 eine längere effektive Wellenlänge auf, womit die Phasenlage dieser Komponente im Falle nicht zu dicker Proben eindeutig ist. Diese ist gegeben über:

$$\begin{aligned} \varphi_{SDF} &= \varphi_1 - \varphi_2 = \\ &\frac{2\pi}{c_0} ([n(f_1) - 1] f_1 - [n(f_2) - 1] f_2) L + \varphi_{SDF,0} , \end{aligned} \quad (4.28)$$

wobei der konstante Phasenterm $\varphi_{SDF,0}$ wiederum durch eine Referenzmessung ermittelt werden kann. Im Falle geringer Materialdispersion, d.h. $n(f_1) \approx n(f_2) \approx n$, vereinfacht sich diese Beziehung zu:

$$\varphi_{SDF} = \frac{2\pi}{c_0} ([n - 1] [f_1 - f_2]) L + \varphi_{SDF,0} . \quad (4.29)$$

Je nach Wahl des Frequenzabstandes zwischen f_1 und f_2 kann die effektive Wellenlänge nahezu beliebig vorgegeben werden. Somit können Materialien untersucht werden, deren Dicke weit größer als die Wellenlänge der THz-Strahlung ist. Bei gegebenen Brechungsindex ist die maximale, eindeutig untersuchbare Probendicke gegeben über:

$$L_{max} = \frac{c_0}{[n - 1] [f_1 - f_2]} . \quad (4.30)$$

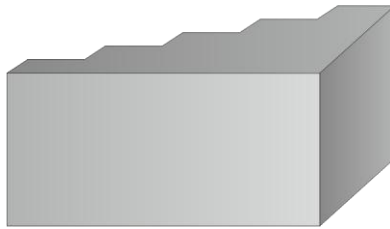


Abbildung 48: Illustration des untersuchten Stufenkeils, welcher fünf unterschiedlich dicke Stufen aufweist.

Um diesen Ansatz zu veranschaulichen wurde ein Stufenkeil aus Hochdichte-Polyethylen (engl. „High-Density-Polyethylene,“ (HDPE)) mittels des hier beschriebenen dreimodigen THz-Spektrometers bildgebend vermessen. Der Stufenkeil weist 5 Stufen auf, dessen Dicken im Bereich von 1 mm bis 5 mm variieren, und ist in der Abbildung 48 skizziert. Für diese Messung wurden exemplarisch die Frequenzkomponenten $f_1=447$ GHz, $f_2=380$ GHz und $f_3=67$ GHz gewählt. Der Stufenkeil wurde auf einer zweidimensionalen Verschiebeeinheit positioniert und iterativ in 1-mm Schritten durch den Fokus der THz-Welle gerastert. In der Abbildung 49 ist das sich ergebende Phasenbild für die Frequenzkomponenten f_1 und f_2 gezeigt. Deutlich ist der Phasenumbruch um 2π zu erkennen, welcher eine genaue Bestimmung der Probendicke verhindert. Wird dagegen die niedrigere Frequenzkomponente f_3 untersucht, so tritt aufgrund der längeren Wellenlänge zwar kein Phasenumbruch auf, dafür ist die örtliche Auflösung wegen des wellenlängenbedingten großen Fokus stark reduziert. Die Auswertung der SDF-Komponente (zwischen f_1 und f_2) kombiniert die Vorteile einer hohen Ortsauflösung der höheren Frequenzkomponenten und einer eindeutigen, sprunghaften Phaseninformation.

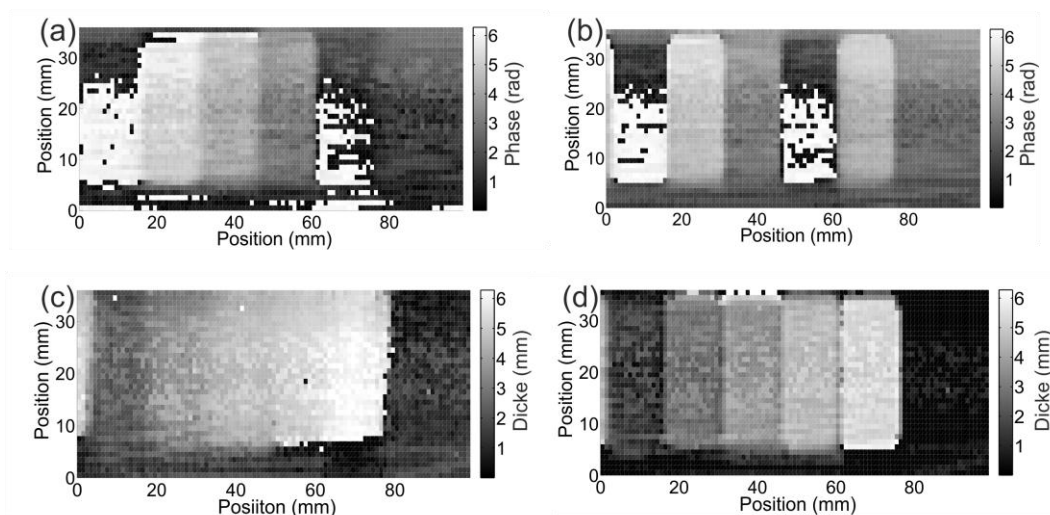


Abbildung 49: Ortsaufgelöste Phasenbilder des Stufenkeils für die Frequenzkomponenten 380 GHz (a) und 447 GHz (b), in denen Phasenumbrüche zu erkennen sind. Aufgrund der eindeutigen Phasenlage der niedrigen Frequenzkomponente von 67 GHz ist aus der Messung eine ortsaufgelöste Dickenkarte der Probe extrahierbar (c). Dieses wird ebenfalls durch die Phaseninformation der SDF-Komponente ermöglicht (d).

Die maximal eindeutig charakterisierbare Probendicke liegt unter Berücksichtigung des Brechungsindex von HDPE und einer SDF von 67 GHz nach Gleichung (4.30) bei 8,4 mm und somit über der Dicke der untersuchten Probe. Damit wird eine eindeutige Charakterisierung des Stufenkeils mittels der SDF-Methode ermöglicht.

4.4 Quasi-Zeitbereichsspektroskopie

4.4.1 Experimentelle Realisierung

In dem Abschnitt 4.2 wurde bereits das Konzept der Quasi-Zeitbereichsspektroskopie (QTDS) vorgestellt. Die grundlegende Idee ist, durch Wahl einer geeigneten Multimode-Laserquelle als Kernkomponente eines THz-Spektrometers Eigenschaften ähnlich denen der klassischen Zeitbereichsspektrometer zu erhalten, welche von Femtosekundenlasern angetrieben werden [65]. Um diese Idee experimentell zu demonstrieren wurde eine Multimode-Laserdiode in einem TO-56 Gehäuse (Durchmesser 5,6 mm) gewählt, deren transversales Modenprofil einmodig ist. Diese weist eine Emissionswellenlänge um 660 nm und eine Ausgangsleistung im Bereich von 100 mW auf. Aufgrund der Resonatorlänge resultiert ein Modenabstand zwischen den longitudinalen Lasermode von etwa 24 GHz. Dieser ist jedoch zu gering, um die Moden mittels eines klassischen optischen Spektrumanalysators aufzulösen. Ein aufgenommenes Spektrum ist in der Abbildung 50 gezeigt. Während das logarithmisch dargestellte Spektrum Komponenten von bis zu drei nm Breite enthält, beträgt die Halbwertsbreite in etwa 1 nm. Es ist somit zu erwarten, dass die Bandbreite der erzeugten THz-Strahlung, vorgegeben durch das Laserspektrum und der Tiefpasswirkung der Antennen, unter 1 THz liegen wird.

Die Diode wird mittels einer elektronischen Treiberplatine und einem Schaltnetzteil mit Energie versorgt, wobei die elektrische Leistungsaufnahme unter 400 mW liegt. Da für die THz-Erzeugung nicht die absolute Emissionswellenlänge sondern nur der Abstand zwischen den Lasermode relevant ist, wird auf eine Temperaturkontrolle der Diode verzichtet. Über einen passiven Aluminiumkühlkörper wird ein Überhitzen des Halbleiters verhindert.

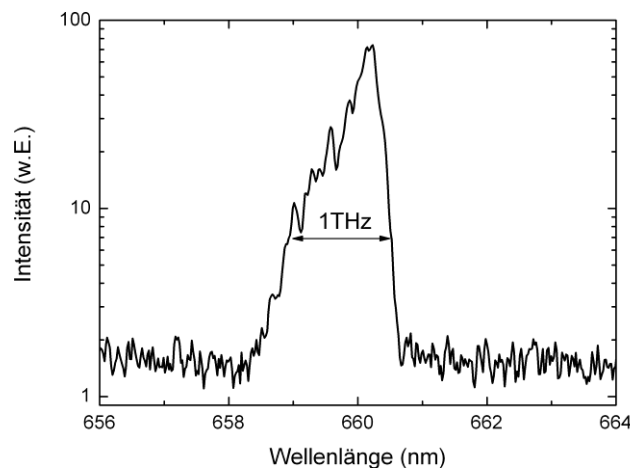


Abbildung 50: Emissionsspektrum der verwendeten Multimode-Laserdiode. Die Frequenzauflösung des eingesetzten Spektrumanalysators verhindert ein Auflösen der einzelnen Lasermode. Zur Veranschaulichung ist der Frequenzabstand von 1 THz zwischen den Moden eingezeichnet.

Der experimentelle Aufbau ist in der Abbildung 51 illustriert. Direkt nach der Diode teilt ein Strahlteiler die Laserstrahlung in zwei Teile und leitet diese zu der Emitter- und Detektorantenne, die jeweils 100 μm Dipolstruktur aufweisen. In dem Detektorpfad ist eine Verzögerungseinheit positioniert, welche eine zeitliche Verzögerung des Laserlichtes ermöglicht. Die THz-Wellen werden über Parabolspiegel über einen Zwischenfokus auf den Detektor geleitet. Für die Detektion der Signale wird ein Lock-In-Verstärker mit einer Zeitkonstante von 20 ms eingesetzt. Die Emitterantenne wird elektrisch bipolar mit 4,6 kHz und 40 V Amplitude moduliert.

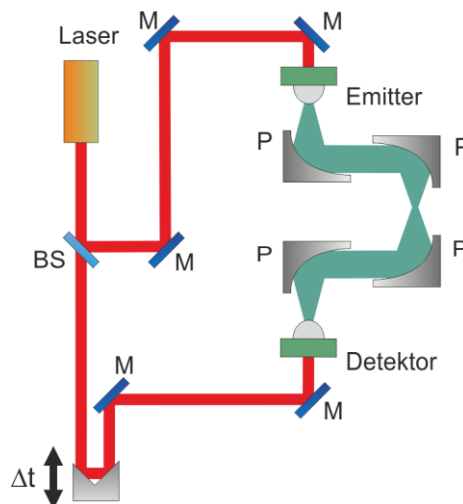


Abbildung 51: Aufbau des QTDS-Systems: Die Emission einer Multimode-Diode wird in dem Strahlteiler (BS) aufgespalten und zum Betrieb der THz-Antennen genutzt.

Ein typisches aufgenommenes Signal ist in der Abbildung 52 gezeigt. Dieses besteht aus einem periodischen Pulszug, wobei der zeitliche Abstand der Pulse bei 41 ps liegt und durch den Modenabstand der Laserstrahlung vorgegeben ist. Die Form der

einzelnen Pulse wird zum einen durch die spektrale Bandbreite der Laseremission und zum anderen durch die Antennencharakteristik bestimmt. Die Oszillation des Grundlevels zwischen den Pulsen ist kein Rauschen sondern Teil des periodischen Messsignals, verursacht durch Wasserabsorptionslinien (etwa um 550 GHz [18]) und durch Mehrfachreflexionen innerhalb des THz-Pfades.

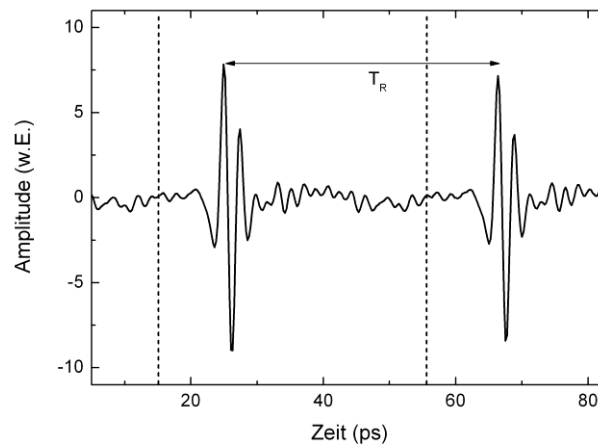


Abbildung 52: Typisches Signal des QTDS-System. Dieses weist eine Periodizität von T_R , vorgegeben durch den inversen Modenabstand der Diode, auf.

Das dazugehörige Spektrum ist in der Abbildung 53 (a) gezeigt. Aufgrund der periodischen Form des Pulszuges weist dieses einen kammartigen Charakter auf, d.h. es besteht aus diskreten Linien, deren Abstand 24 GHz, vorgegeben durch den Modenabstand der Laserstrahlung, beträgt. Um die spektrale Form besser zu untersuchen, wird das Zeitbereichssignal mit einem Zeitfenster, dessen Länge der Periodenlänge T_R entspricht, versehen, so dass das Signal nur einen der periodischen Pulse enthält. In diesem Fall nimmt das Spektrum einen kontinuierlichen Charakter an, wie in der Abbildung 53 (b) gezeigt. Die Bandbreite des Signals reicht bis etwa 700 GHz bevor das Rauschlevel erreicht wird. Das Signal-zu-Rauschverhältnis liegt im Bereich von 50 dB, wobei das spektrale Maximum des Signals durch die 100 μm lange Dipolstruktur vorgegeben um 400 GHz liegt. Trotz der Frequenzauflösung von 24 GHz kann die durch die Absorptionslinie des Wasserdampfes bei 550 GHz verursachte spektral schmale Absorption im Spektrum erkannt werden. Damit wird deutlich, dass der QTDS-Ansatz prinzipiell ähnliche Anwendungsmöglichkeiten eröffnet wie die konventionelle Zeitbereichsspektroskopie. Unterschiedlich ist lediglich die verringerte Frequenzauflösung. Allerdings kann diese durch Wahl der Laserdiode angepasst werden, da der Modenabstand eine Funktion der Laserresonatorlänge ist.

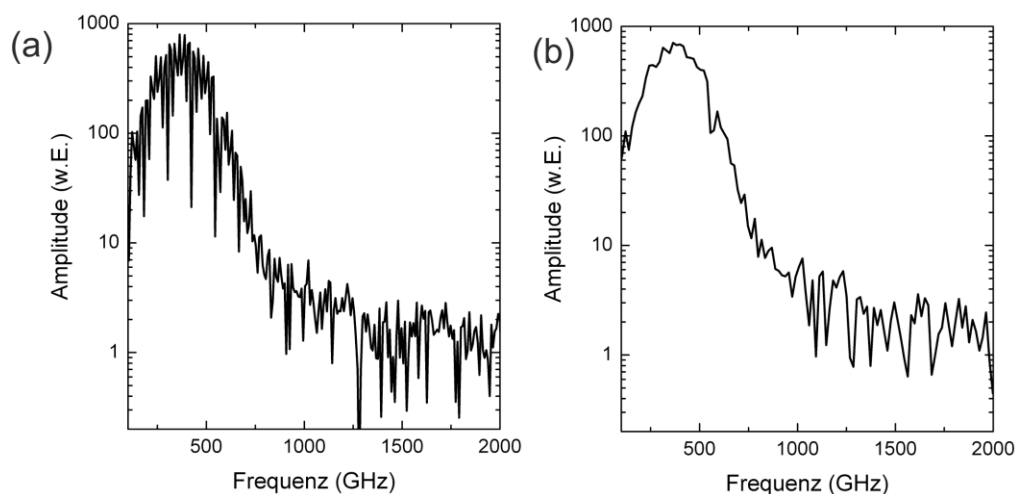


Abbildung 53: Spektrum des QTDS-Signals für ein Zeitfenster von 80 ps (a) und 40 ps (b).

4.4.2 Einzelpunktmessungen

In diesem Abschnitt wird die Eignung des QTDS-Ansatzes exemplarisch für verschiedene Probencharakterisierungen anhand von Einzelpunktmessungen untersucht, für welche bisher Zeitbereichsspektrometer eingesetzt werden mussten. Zunächst wird die Möglichkeit der QTDS, dielektrische Proben analog zur Zeitbereichsspektroskopie zu charakterisieren, anhand der Messung eines Silizium-Wafers mit hohem intrinsischen Widerstandswerts demonstriert. Silizium weist definierte, in der Literatur publizierte [12] Materialparameter auf und eignet sich somit besonders gut für die Validierung der Eignung des QTDS-Ansatzes. In der Abbildung 54 sind die Zeitbereichssignale der Referenz und der Probenmessung gezeigt. Deutlich ist die zeitliche Verschiebung des Pulses, der durch die Probe propagiert, im Vergleich zur Referenzmessung zu erkennen. Aufgrund von Reflexionsverlusten ist die Pulsamplitude des Probensignals leicht abgeschwächt. Des Weiteren ist zu sehen, dass hervorgerufen von Mehrfachreflexionen innerhalb des Wafers das Probensignal Fabry-Pérot (FP)-Echos aufweist (siehe Kapitel 3), die merklich aus dem Grundlevel des Signals herausragen.

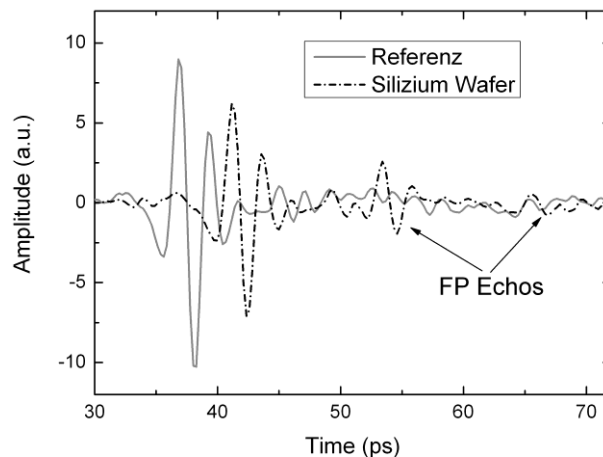


Abbildung 54: Vergleich einer Referenzmessung mit der Messung durch einen Siliziumwafer. Neben einer Verzögerung des Pulses treten FP-Echopulse auf.

Die in Kapitel 3 beschriebenen Auswertalgorithmen ermöglichen eine Charakterisierung der Materialparameter. So kann mit der Methode der Zeitbereichsrekonstruktion, bei der eine von den Probeneigenschaften abhängige Transferfunktion verwendet wird, um das gemessene Referenzsignal numerisch an das Probensignal anzupassen (Abschnitt 3.3.1) eine gleichzeitige Bestimmung der Probendicke und des Brechungsindex n erfolgen. Für die Messung des Siliziumwafers resultiert ein Wert von $n=3,42$ und eine Dicke von $531\text{ }\mu\text{m}$. Beide Werte stimmen mit der Literatur [12] bzw. einer mechanischen Dickenbestimmung mittels Mikrometerschraube überein. Ebenfalls weist das aus der numerischen Berechnung der Zeitbereichsrekonstruktion hervorgehende Rekonstruktionssignal eine hohe Übereinstimmung mit der Messung auf (siehe Abbildung 55 (a)). Die pulsförmige Signalgestalt der QTDS-Methode eignet sich somit, für eine direkte Probencharakterisierung im Zeitbereich analog zu TDS-Messungen.

Neben den Zeitbereichs-Algorithmen können die im Frequenzbereich arbeitenden Signalanalysemethoden, welche in Abschnitt 3.3.2 eingeführt werden, eingesetzt werden, um die frequenzabhängigen Materialparameter zu extrahieren. Hierbei wird für jeden Frequenzpunkt einzeln der komplexe Brechungsindex der Probe aus den Messdaten ermittelt. Exemplarisch ist der Realteil des Brechungsindex der Siliziumprobe in der Abbildung 55 (b) gezeigt. Hieran wird deutlich, dass das QTDS-Konzept geeignet ist, die Materialparameter anhand einer einzelnen Probenmessung breitbandig zu charakterisieren, wie dies bisher nur durch die Zeitbereichsspektroskopie möglich war.

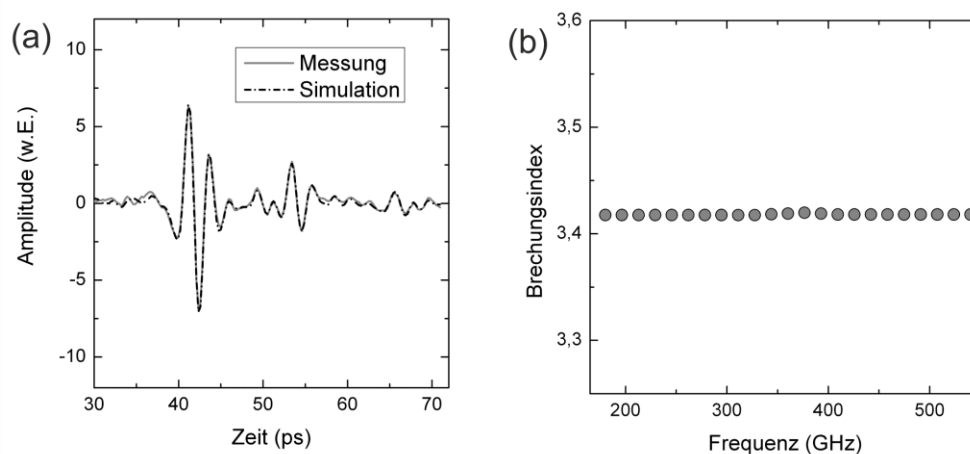


Abbildung 55: (a) Vergleich zwischen der Messung des Siliziumwafers und der dazugehörigen Simulation zur Dickenbestimmung. (b) Extrahierter Brechungsindex der Probe für die diskreten Frequenzstützstellen des QTDS-Signals.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit des pulsformigen Zeitbereichssignals liegt in der Analyse von Doppelbrechung. Wird eine doppelbrechende Probe in den THz-Pfad eingeführt, so resultieren unterschiedliche Zeitverzögerungen, je nachdem zu welcher Probenachse die THz-Welle polarisiert ist. Wird die Probe unter einem gewissen Winkel relativ zur Polarisation der THz-Welle ausgerichtet, propagiert ein Teil der Welle durch die Probenachse mit dem geringeren Brechungsindex, während der anderer Teil entlang die Achse mit höherem Brechungsindex läuft. Es entsteht aufgrund des Laufzeitunterschiedes der THz-Wellen eine Doppelpulssignatur im Zeitsignal, welche eine Bestimmung der Probenorientierung zulässt. Dieses ermöglicht, wie bereits in [75] gezeigt, die Orientierung von Kristallen wie Titandioxid, von Papier und von flüssigkristall- oder faserverstärkten Polymeren mittels der THz-TDS zu ermitteln.

Um aufzuzeigen, dass auch das QTDS-Verfahren hierzu geeignet ist, wird zur Veranschaulichung exemplarisch ein flüssigkristallverstärktes Polymer (engl. „liquid crystal polymer,“ (LCP)) [76] mit dem Spektrometer untersucht. Dieses weist eine Dicke von 4 mm auf und wird unter verschiedenen Orientierungen gemessen. In der Abbildung 56 sind die resultierenden Zeitbereichssignale jeweils für eine Orientierung senkrecht und parallel zur Probenachse sowie die dazugehörigen, aus der QTDS-Messung bestimmten Brechungsindizes gezeigt. Die Doppelbrechung misst in diesem Falle 0,2 und somit resultiert ein deutlicher Zeitversatz von etwa 2 ps zwischen den Pulsen.

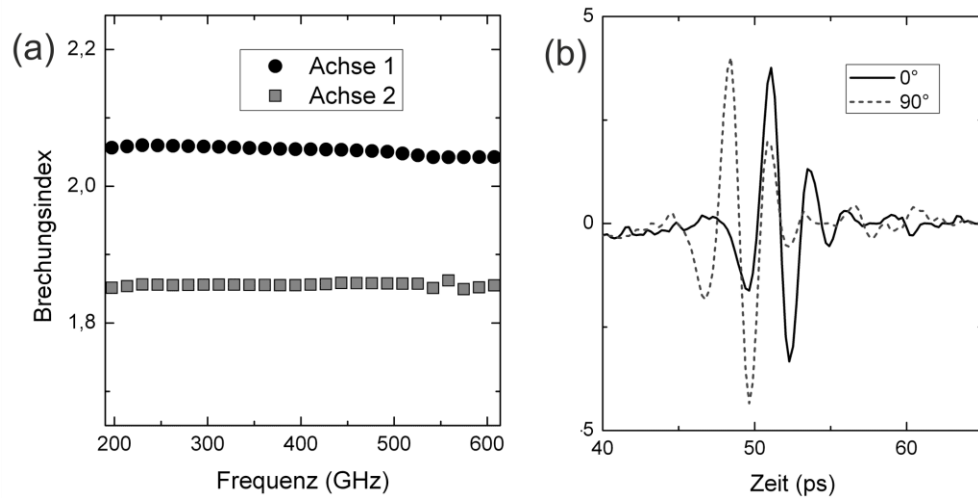


Abbildung 56: (a) Brechungsindizes der LCP-Probe für die beiden Achsen. (b) QTDS Signale für eine Polarisierung parallel und senkrecht zu der optischen Achse.

Wird die Probe unter einer willkürlichen Orientierung in den Pfad der THz-Welle positioniert, so entsteht eine Doppelpulsstruktur. Abbildung 57 zeigt die Signale für zwei unterschiedliche Winkeleinstellungen. Mittels der bestimmten Materialparameter für beide Achsen und der Probendicke ist es möglich, den Grad der Orientierung zu ermitteln. Hierfür wird ein Algorithmus verwendet, der in [75] näher beschrieben ist.

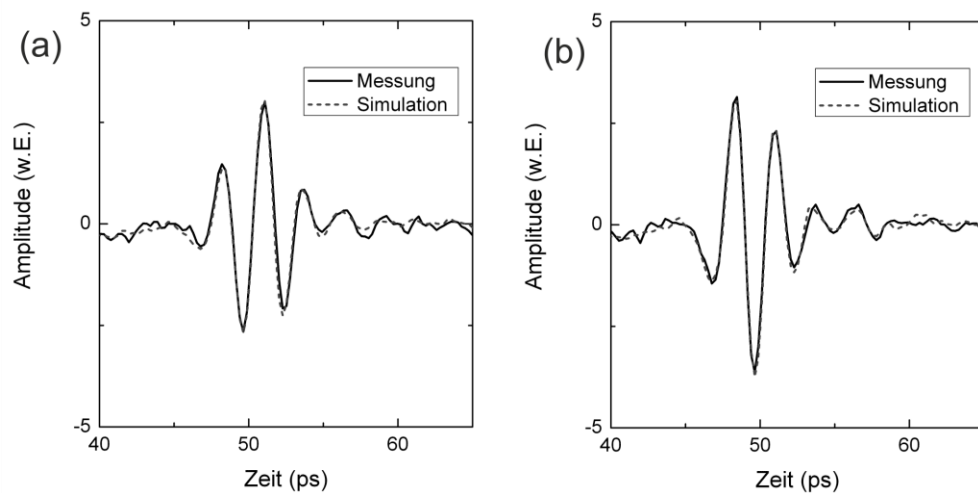


Abbildung 57: Messung unter verschiedenen Winkelstellung zwischen der optischen Achse und der Polarisierungsrichtung der THz-Welle: (a): 38° und (b): 62° .

Dieser berechnet aus den Materialdaten und der Referenzmessung die erwarteten Zeitbereichssignale für eine unbekannte Kristallorientierung. Durch Vergleich der numerischen Berechnung mit dem Messsignal wird über Minimierung der Abweichungen zwischen den Signalen der Winkel der Probenorientierung ermittelt. Die

sich für diesen Fall ergebenen Simulationsdaten stimmen in hohem Maße mit der Messung überein und sind in der Abbildung 57 gezeigt. Die extrahierten Winkelwerte von 38° und 62° relativ zur Probenachse entsprechen den Werten, welche mittels eines Rotationsverstellers eingestellt wurden.

Doch auch einfache Auswertungstechniken sind geeignet, eine aussagekräftige Aussage aus den Messdaten zu erhalten. Als Beispiel wird ein Blatt einer Kaffee-Pflanze (*coffea arabica*) von der Pflanze entfernt und in den THz-Pfad gehalten. Über die Zeit verliert das Blatt Wasser und somit steigt die THz-Transmission an, wie in [9] diskutiert. Über mehrere Stunden werden Signale aufgenommen, um die sich ändernde Transmission durch das Blatt festzuhalten.

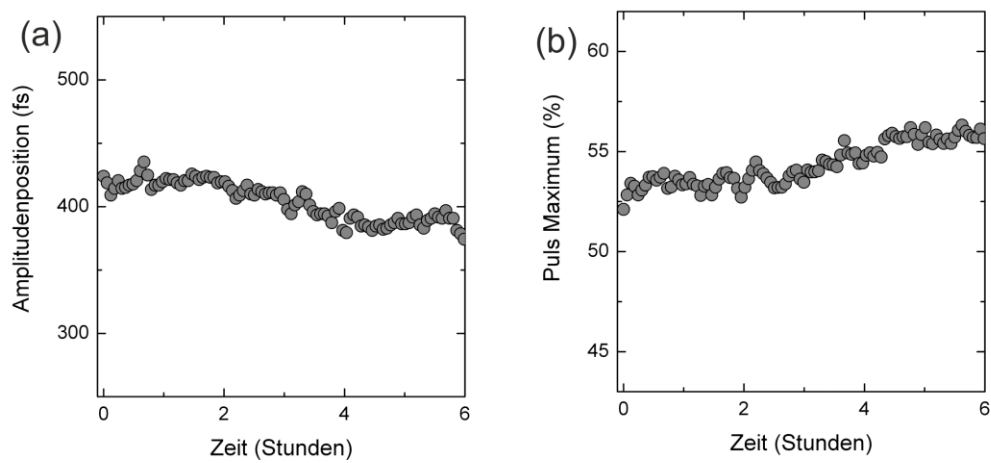


Abbildung 58: Messung an einem austrocknenden Kaffeeblatt. (a) Die zeitliche Amplitudenposition (a) sowie (b) das relative Pulsmaximum des QTDS-Signals über eine Zeitdauer von 6 Stunden.

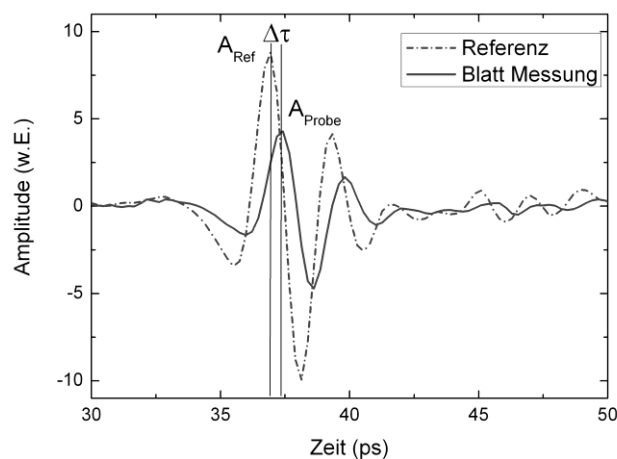


Abbildung 59: Referenzmessung verglichen mit der Blattmessung. Die zeitliche Verschiebung $\Delta\tau$ sowie der Amplitudenwert A_{Ref} und A_{Probe} können verwendet werden, um die Austrocknung des Blattes zu verfolgen.

In der Abbildung 58 ist das Maximum der Pulsamplitude und die zeitliche Position, jeweils normiert auf eine Referenzmessung, gezeigt. Diese Messgrößen sind in der Abbildung 59 verdeutlicht. Während die Transmission im Zeitraum von 6 Stunden von etwa 52% auf 56% zunimmt, verringert sich die zeitliche Pulsverschiebung von 420 fs auf 380 fs. Beides korreliert mit dem Wassergehalt der Pflanze: Nimmt dieser ab, so verringert sich der Absorptionskoeffizient für die THz-Wellen und mehr Energie wird transmittiert. Gleichzeitig nimmt der effektive Brechungsindex [9] und somit auch die Phasenverschiebung der THz-Welle ab.

Der QTDS-Ansatz eignet sich somit auf einfache Weise für die Kontrolle des relativen Wassergehaltes etwa in biologischen Systemen. Jedoch können analog zu der Zeitbereichsspektroskopie auch andere Systeme analysiert werden. Mittels Zeitbereichsspektroskopie wurde etwa der Wassergehalt von Polymeren [30], Pflanzen [9,77], Papier [78] und Kork [79] charakterisiert und es ist naheliegend, dass auch in diesen Systemen der QTDS-Ansatz eine Analyse des Wasserstatus erlaubt.

4.4.3 Bildgebende Messungen

Neben der Durchführung von Einzelpunktmessungen ist es ebenfalls möglich, die THz-Spektroskopie bildgebend einzusetzen [80]. Hiermit können Proben räumlich charakterisiert werden, um beispielsweise über den Ort schwankende Schichtdicken [63] oder die Verteilung des Wassergehalts in Dielektrika [30] zu analysieren.

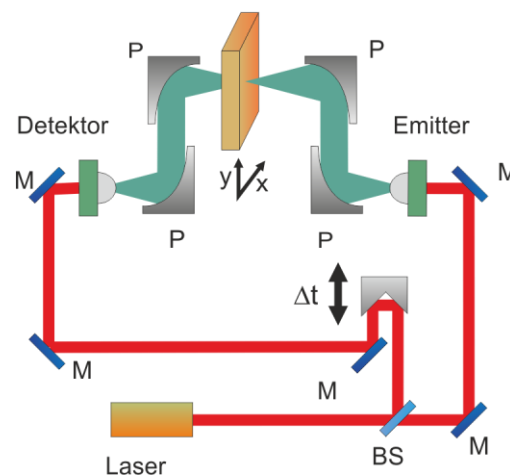


Abbildung 60: Aufbau des bildgebenden QTDS-Systems: Die zu untersuchende Probe wird über eine zweidimensionale Verschiebeeinheit im Fokus der THz-Wellen durchgerastert um ein THz-Bild der Probe aufzunehmen.

Für gewöhnlich wird eine bildgebende THz-Messung über eine iterative Abfolge von Einzelpunktmessungen erreicht, d.h. die Probe wird auf einer zweidimensionalen Verschiebeeinheit positioniert und sukzessiv durch den THz-Fokus verschoben. Für dieses Verfahren ist jedoch eine hohe Systemstabilität essentiell. Nur wenn die Punktmessungen vergleichbare Ergebnisse liefern, kann eine Analyse der Probe erfolgen.

Würde beispielsweise die Amplitude zwischen den Messungen merklich schwanken, würden Messartefakte in dem zweidimensionalen Probenbild resultieren.

Um die Eignung des QTDS-Ansatzes für diese Messaufgabe zu untersuchen, wurde ein THz-Spektrometer ähnlich dem in Abschnitt 4.4.1 realisiert. Im Unterschied zu diesem Spektrometer wurde hier ein Laserdiodenmodul als Laserquelle eingesetzt, welches einen Modenabstand von 25 GHz, eine Emissionswellenlänge um 660 nm und eine Ausgangsleistung von 120 mW aufweist. In dem 14 mm x 50 mm großen Modul ist die Treiberelektronik und Kollimationsoptik integriert. Betrieben wird dieses über eine 5V Spannungsversorgung. Der Vorteil dieses kompakten Elements ist die erhöhte Stabilität, da beispielsweise keine Positionsschwankungen der Kollimationslinse relativ zu der Diode auftreten. Über eine zweidimensionale Verschiebeeinheit wird die Probe sukzessiv durch die Fokusposition geschoben, wie in der Abbildung 27 illustriert. Die Gliederung dieses Abschnitts orientiert sich an den bereits in [81] veröffentlichten Ergebnissen.

Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu charakterisieren, werden mehrere Signale aufeinander folgend aufgenommen und in Hinblick auf ihre Abweichung unter einander verglichen. In der Abbildung 61 sind drei nacheinander aufgenommene Signale gezeigt. Die Abweichung zwischen diesen liegt bei weniger als 1 % und wird durch das Signal-zu-Rauschverhältnis im Bereich von 50 dB, welches einer Amplitudenschwankung von etwa 1/300 entspricht, verursacht.

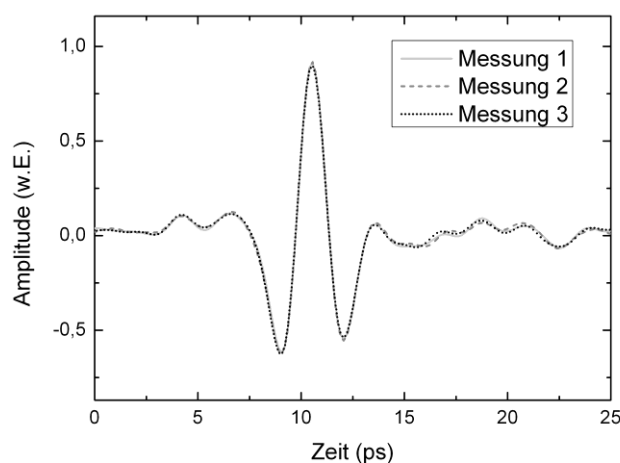


Abbildung 61: Drei aufeinander folgende QTDS-Messsignale zur Verdeutlichung der Signalstabilität.

Diese hohe Reproduzierbarkeit ähnelt jener, welche in TDS-Systemen erreicht werden kann und ist für eine bildgebende Messung hinreichend, so dass im Folgenden eine strukturierte Polymerprobe untersucht wird. Hierbei handelt es sich um eine Abdeckplatte eines Airbags, welche eine Sollbruchstelle aufweist. Eine Fotografie der Platte ist in der Abbildung 62 (a) gezeigt. In dem dazugehörigen THz-Bild (Abbildung 62 (b)), in dem der Spitze-Spitze-Wert des THz-Signals dargestellt ist, kann die

Sollbruchstelle deutlich identifiziert werden. Darüber hinaus werden auch unscheinbarere Eigenschaften, etwa der auf der Platte aufgebrachte Aufkleber oder die gestempelte Markierungen, im THz-Bild enthüllt.

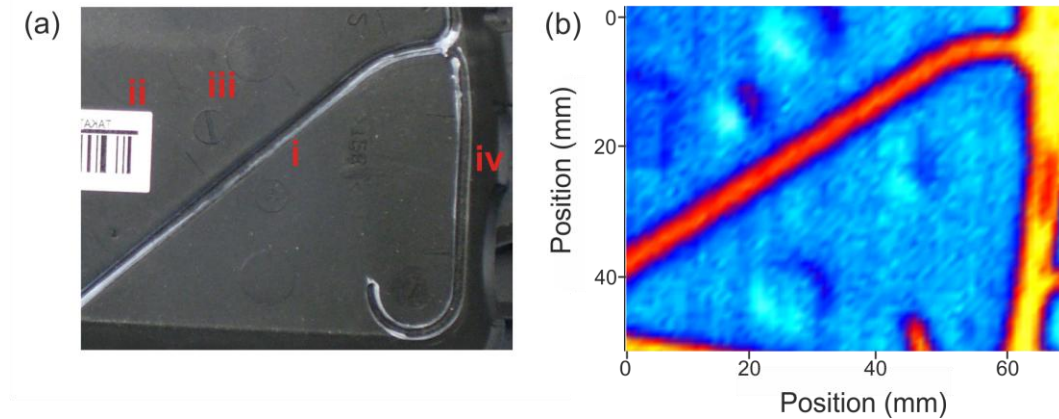


Abbildung 62: Photographie der untersuchten Airbag-Abdeckung (a) und das dazugehörige THz-Bild (b), in dem der Spitze-Spitze-Wert des THz-Signals dargestellt ist. Die Markierungen heben (i) eine Sollbruchstelle, (ii) einen Aufkleber, (iii) gestempelte Markierungen und (iv) einen hervorstehenden Steg am Rand der Probe hervor.

Während diese Aufnahme bereits klar einen Rückschluss auf die Position der Sollbruchstelle zulässt, ermöglicht die Signalgestalt ebenfalls eine Auswertung der dazugehörigen Dicken. Trifft die THz-Welle auf die Bruchstelle, so dringt ein Teil durch die reduzierte Probendicke hindurch, während der andere Teil durch die erhöhte Dicke dringt. Es resultiert eine Doppelpulsstruktur, wie in der Abbildung 63 gezeigt.

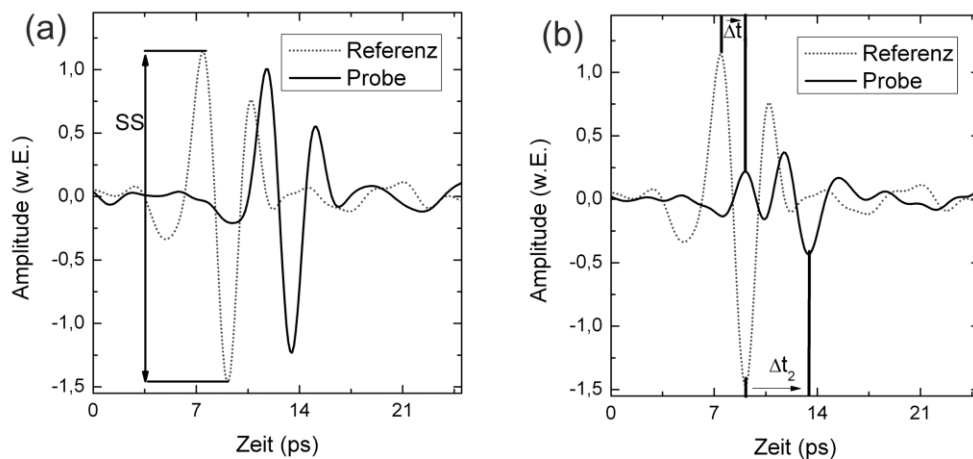


Abbildung 63: Signale einer Referenzmessung und der Messung durch einen Punkt der Airbag-Abdeckung (a). Das Bild verdeutlicht den Spitze-Spitze (SS)-Wert, der für die Probencharakterisierung verwendet werden kann. (b) Signal an Stelle der Sollbruchstelle, in der eine Doppelpulsstruktur zu erkennen ist. Die beiden Einzelpulse weisen eine Zeitverschiebung von Δt_1 und Δt_2 auf.

Die zugehörigen Probendicken können ermittelt werden, indem die Zeitverschiebungen Δt zwischen der Referenzmessung und den beiden Pulsanteilen bestimmt werden. Damit

wird das Potential des QTDS-Ansatzes für die zerstörungsfreie und berührungslose bildgebende Materialanalyse deutlich.

Als zweites Beispiel wird ein mit Glasfasern verstärktes Polymerstück untersucht. Hier unterscheidet sich die Faserorientierung aufgrund des Herstellungsprozesses deutlich und insbesondere an den Kanten ist eine ausgeprägte Orientierung der Fasern zu erwarten [82]. Um die Orientierung effektiv untersuchen zu können, wird eine gekreuzte-Polarisations-Geometrie gewählt [81,83], wie in der Abbildung 64 illustriert. Hierbei sind die THz-Antennen in der Weise angeordnet, dass die Polarisierung der emittierten THz-Welle senkrecht zu der akzeptierten Polarisierung des Empfängers steht.

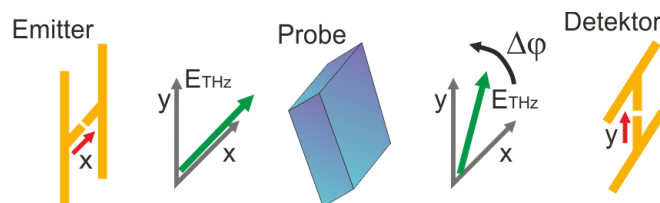


Abbildung 64: Illustration der gekreuzten-Polarisations-Geometrie: Die Emitterantenne ist um 90° gegen die Detektorantenne gedreht, so dass nur im Falle einer doppelbrechenden Probe, welche die abgestrahlte THz-Welle dreht, ein Signal detektiert werden kann. Die Akzeptanzpolarisation der Antennen ist in Form roter Pfeile eingezeichnet.

Somit kann nur ein Signal detektiert werden, falls eine doppelbrechende Probe in den THz-Pfad eingeführt wird, welche die Polarisierung der Welle dreht. Damit kann aus dem Signal direkt auf den Grad der Doppelbrechung geschlossen werden. In der Abbildung 65 ist die Polymerprobe zusammen mit dem THz-Bild gezeigt, welches den Spitze-Spitze-Wert des THz-Signals zeigt. Nur an den Kanten der Probe kann ein merkliches THz-Signal detektiert werden, da hier die Faserorientierung einen gewissen Winkel zu der THz-Polarisationsrichtung aufweist.

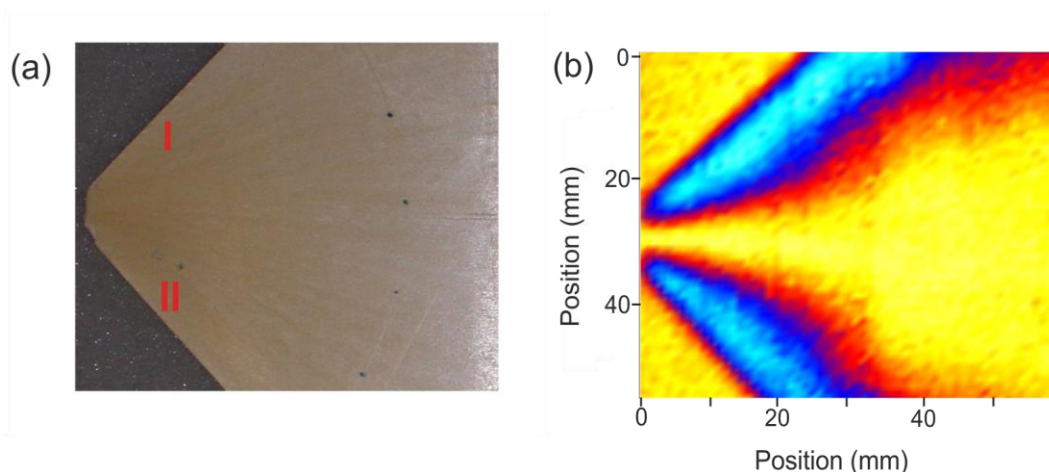


Abbildung 65: Fotografie (a) und THz-Bild der faserverstärkten Polymerprobe. Anhand des QTDS Signals kann der doppelbrechende Charakter der Probe und damit die Orientierung der Fasern untersucht werden.

Abhängig von der Orientierung der Fasern relativ zu der THz-Polarisationsrichtung wird die THz-Welle links- oder rechts gedreht. Entsprechend ändert sich das Vorzeichen des THz-Signals. Für zwei sich an dem Rand befindende Punkte (Markierung I und II in Abbildung 65) sind die Signale in der Abbildung 66 gezeigt. Der Puls an Stelle II ist aufgrund der Rotation der THz-Welle im Vergleich zu jenem an Stelle I im Vorzeichen invertiert.

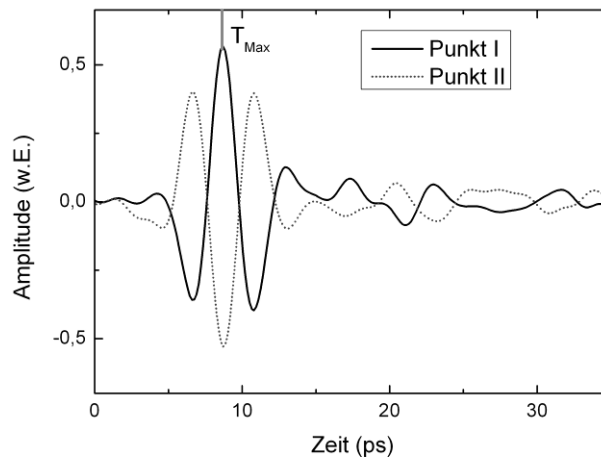


Abbildung 66: THz-Signale an den Punkten I und II im Randbereich der faserverstärkten Polymerprobe. Aufgrund der unterschiedlichen Faserorientierung wird die THz-Welle links- oder rechtherum gedreht und somit ändert sich das Vorzeichen des THz-Signals.

Folglich kann bei der bildgebenden Messung die Orientierung ermittelt werden, indem der Amplitudenwert an der Zeitposition T_{Max} (skizziert in Abbildung 66) aufgetragen wird. In der Abbildung 67 ist dieser Amplitudenwert aufgetragen. Zu erkennen ist die unterschiedliche Orientierung der Fasern an der oberen und unteren Kante im Vergleich.

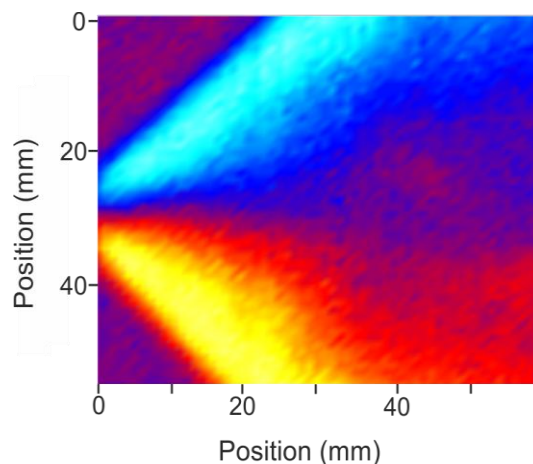


Abbildung 67: Ortsabhängiger Amplitudenwert an der Stelle T_{max} , der Rückschluss über die Orientierung der Fasern in der Polymerprobe gibt.

Dieses zeigt, dass aufgrund der Pulsgestalt der QTDS-Signale eine effektive Untersuchung von doppelbrechenden Materialeigenschaften möglich ist, welches etwa die Kontrolle der über die Fläche variierenden Faserorientierung in Polymerproben erlaubt [82].

4.5 Spektralmodifizierbares Quasi-Zeitbereichsspektrometer

Die Nutzung des äquidistanten longitudinalen Modenabstandes einer konventionellen Multimode-Laserdiode ermöglicht die Erzeugung und Detektion breitbandiger THz-Signale analog zu Zeitbereichs-THz-Pulsen. Während für die meisten Anwendungen eine homogene Verteilung der Laserlinien und damit ein homogenes THz-Spektrum wünschenswert erscheinen, steht die Frage offen, ob durch eine gezielte Manipulation der Laseremission das THz-Spektrum direkt angepasst werden kann. Somit könnten beispielsweise diejenigen Frequenzbereiche selektiv verstärkt werden, in denen die zu untersuchenden Proben Absorptionslinien aufweisen oder solche, in denen das Signal-zu-Rauschverhältnis vergrößert werden soll. Im Folgenden wird eine Möglichkeit zur Realisierung eines spektralmodifizierbaren QTDS-Systems beschrieben, bei dem über eine spektrale Veränderung der Laseremission eine Durchstimmbarkeit des THz-Signalmaximums ermöglicht wird.

Um dieses zu realisieren, wird ein Teil der Laseremission in die eingesetzte Multimode-Diode über ein frequenzselektives Element zurückgekoppelt. Je nach Wahl des Rückkopplungsgrades und der zurückgekoppelten Wellenlänge kann damit eine Beeinflussung des Emissionsspektrums erreicht werden [84]. Dieses Prinzip wird auch konventionell eingesetzt, um die Emissionswellenlänge einer mit Anti-Reflexbeschichtung versehenen Laserdiode einzustellen [84]. In diesem Fall verschwindet die Modenselektionswirkung des Halbleiterdiodenresonators und der externe Resonator, gegeben durch die verspiegelte Diodenseite und den frequenzselektiven Endspiegel, bestimmt die Emissionscharakteristik. In der Regel wird ein optisches Gitter verwendet, um die Emission der Laserstrahlung spektral aufzuweiten und auf einen Planspiegel zu lenken. Vor diesem Spiegel kann eine Blende eingeführt werden, welche bestimmte Wellenlängen passieren lässt, während die anderen geblockt werden. Auf diese Weise kann etwa ein Ein-Modiger-Betrieb oder ein Zwei-Farb-Betrieb erreicht werden. Ein solches Zwei-Farb-Lasersystem eignet sich insbesondere zur THz-Erzeugung über Photomischung, da die Differenzfrequenz über die Blendenform eingestellt werden kann [84]. Ebenfalls ist es möglich, eine größere Blendenöffnung zu wählen, um einen breiten Spektralbereich zurückzukoppeln. Damit wird erreicht, dass über eine definierte spektrale Breite mehrere longitudinale Moden anschwingen können. Es konnte gezeigt werden [85], dass sich ein solcher Laser eignet, um ein THz-Spektrometer anzutreiben, wobei durch Wahl der Blende zwischen einem

Zwei-Farb-Betrieb und einem QTDS-Betrieb leicht hin- und hergeschaltet werden kann. Dieses wird näher in [85] beschrieben.

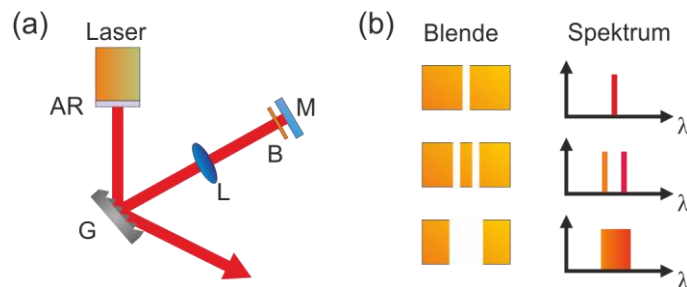


Abbildung 68: (a): Schematische Darstellung einer Laserdiode in externer Resonatorkonfiguration. Die Diode ist mit einer Antireflexbeschichtung versehen, um die Modenselektionswirkung des internen Resonators zu minimieren. Über ein Gitter (G) wird ein Teil der Laserstrahlung über eine Linse auf einen Planspiegel fokussiert. Vor diesem ist eine Blende angeordnet, welche eine spektrale Filterung ermöglicht. Der Rest der Laserstrahlung wird in der 0ten Ordnung aus dem Gitter ausgekoppelt. (b): Unterschiedliche Blendenformen ermöglichen eine Modifikation des resultierenden Spektrums. So ist ein einmodiger-Betrieb, ein Zwei-Farb-Betrieb und ein spektral breiter Multimode-Betrieb erreichbar, indem die Blendenstruktur verändert wird.

Der prinzipielle Aufbau eines solchen Lasers mit externer Kavität ist schematisch in der Abbildung 68 skizziert. Um die Komplexität des System jedoch weiter zu verringern, wurde als nächster Schritt die Eignung einer konventionellen, nicht entspiegelten Laserdiode für den Einsatz in einer externen Resonatorkonfiguration untersucht. Hierfür wurde ein Lasermodul, wie auch in Abschnitt 4.4.3 beschrieben, verwendet. Um den Rückkopplungsgrad in die Diode gering zu halten, werden zwei Strahlteiler, die jeweils 10% der Laserstrahlung reflektieren, genutzt. Die Laserstrahlung wird über diese geleitet, so dass der größte Teil der Laserleistung diese passiert. Die reflektierten Strahlen werden mit zwei Gittern in Littrow-Konfiguration [84] über die Strahlteiler in die Diode zurückgeleitet. Der verbleibende Strahl wird in einem dritten Strahlteiler aufgeteilt und auf die THz-Antennen geleitet. Wiederum ist in dem Detektorpfad eine Verzögerungseinheit installiert und ein Lock-in-Verstärker wird zu Signalaufnahme eingesetzt. Der Aufbau des Spektrometers ist in der Abbildung 69 illustriert.

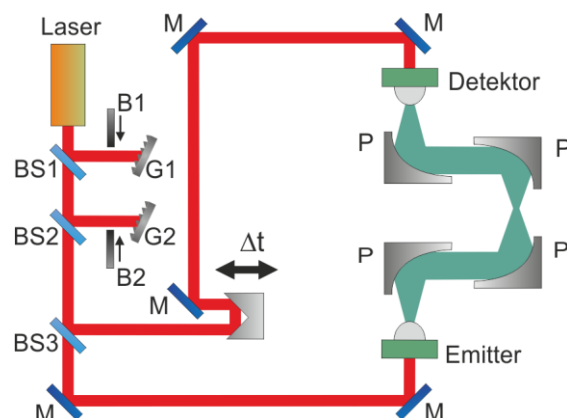


Abbildung 69: Aufbau des spektral modifizierbaren QTDS-Systems: Die Emission einer Multimode-Diode wird über die beiden Strahlteiler (BS1) und (BS2) geführt, welche einen kleinen Teil der Leistung auf zwei Gitter (G1) und (G2) richten um eine Rückkopplung in die Diode zu ermöglichen. Die verbleibende Laserleistung wird über den Strahlteiler (BS3) aufgespalten und zum Betrieb der THz-Antennen genutzt. Die beiden Blenden (B1) und (B2) erlauben eine Blockung der Rückkopplung in die Diode.

Je nach Winkелеinstellung der Gitter werden unterschiedliche Frequenzkomponenten in die Diode zurückgekoppelt. Da für die THz-Erzeugung die Differenz zwischen den jeweiligen Wellenlängen und nicht die Zentralwellenlänge der Laserstrahlung entscheidend ist, wird hierbei ein Gitter auf einem konstanten Winkelwert gehalten, während das andere verstellt wird. Somit kann erreicht werden, dass die von den Gittern favorisierten Wellenlängenbereiche unterschiedliche Abstände aufweisen.

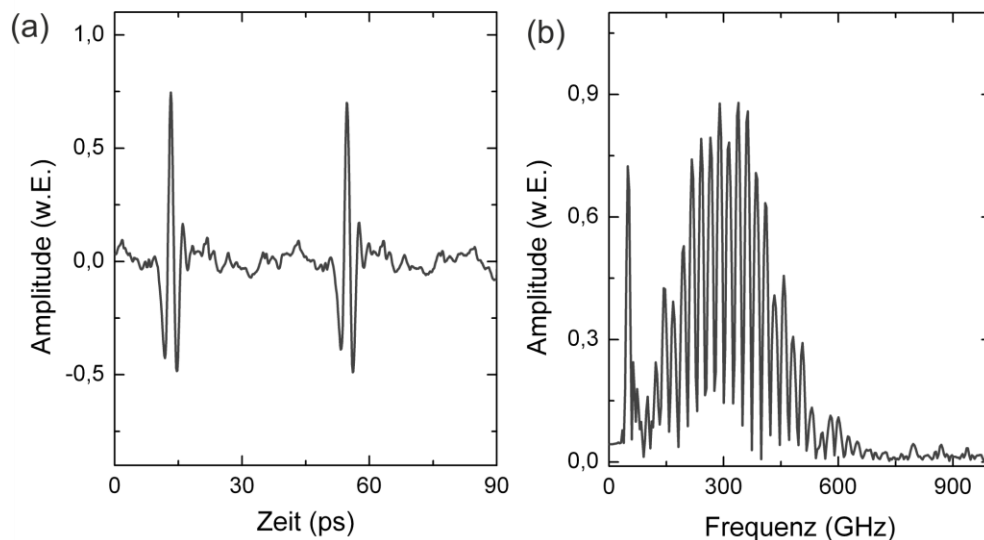


Abbildung 70: THz-Signal (a) und das dazugehörige Spektrum (b) bei Blockung beider Gitter und somit ohne optische Rückkopplung in die Diode.

In der Abbildung 70 ist das Signal gezeigt, welches resultiert, wenn beide Gitter geblockt sind. In diesem Fall existiert keine frequenzselektive Wirkung und ein normaler Multimode-Betrieb der Diode folgt. Somit nimmt das Signal eine typische QTDS-Signalgestalt an, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben. Das Signal weist eine starke Frequenzkomponente um 50 GHz auf, welche durch parasitäre Resonanzen der Metallisierungsstruktur der 100 μm langen Dipolantenne verursacht wird. Das spektrale Maximum liegt um 450 GHz.

Wird nur eines der Gitter geblockt, so nimmt die spektrale Emissionsbreite der Diode ab. Aufgrund des schwachen Rückkopplungsgrades in die Diode werden jedoch nach wie vor mehrere Moden, emittiert. Folglich reduziert sich die Bandbreite des THz-Signals, welches für diesen Fall in der Abbildung 71 gezeigt ist, deutlich. In der Abbildung ist zu sehen, dass diese primär aus der Frequenzkomponente bei 50 GHz besteht, während die höheren Frequenzanteile im Vergleich zu dem Betrieb ohne Rückkopplung (Abbildung 70) stark abgeschwächt sind.

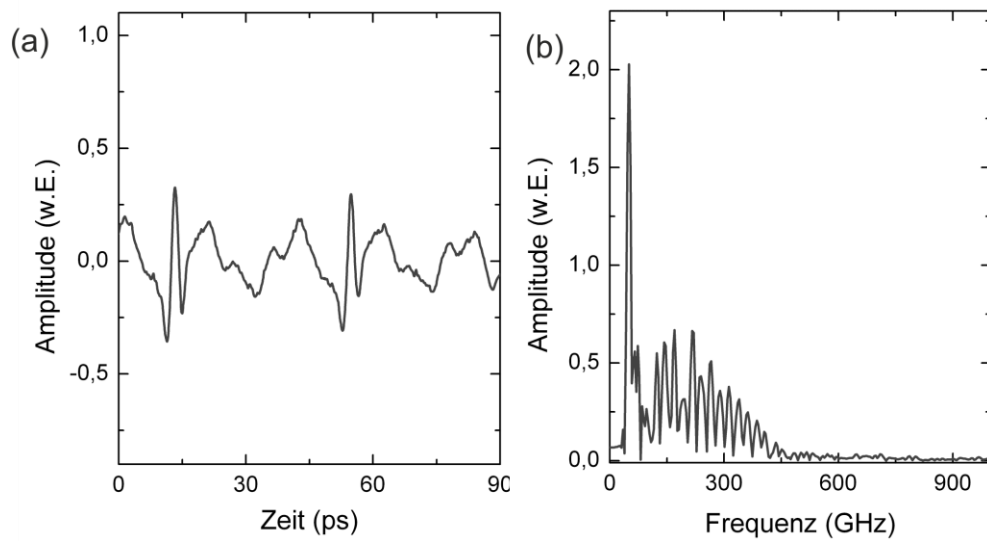


Abbildung 71: THz-Signal (a) und das dazugehörige Spektrum (b) im Falle einer optischen Rückkopplung von nur einem Gitter in die Diode.

Werden beide Gitterpfade freigegeben, so konzentriert sich die Laseremission auf zwei Spektralbereiche, deren Abstand durch die Gitterwinkel eingestellt werden können. Somit werden bestimmte Frequenzbereiche im THz-Signal verstärkt. In der Abbildung 72 sind Signale für unterschiedliche Einstellung des Winkels von Gitter 2 gezeigt.

Deutlich zu erkennen ist, dass im Vergleich zu dem Betrieb ohne Rückkopplung einzelne Spektralkomponenten verstärkt werden, während sich die Bandbreite des Signales verringert. Somit ist es möglich, selektiv jene spektralen Komponenten zu favorisieren, welche für die Messaufgabe, etwa die Charakterisierung von Absorptionslinien, interessant sind. Ebenfalls ist es denkbar, über eine Blendenstruktur selektiv mehrere Frequenzkomponenten in die Diode zurückzuführen um somit die Signalenergie in beispielsweise fünf definierte THz-Frequenzen zu kondensieren.

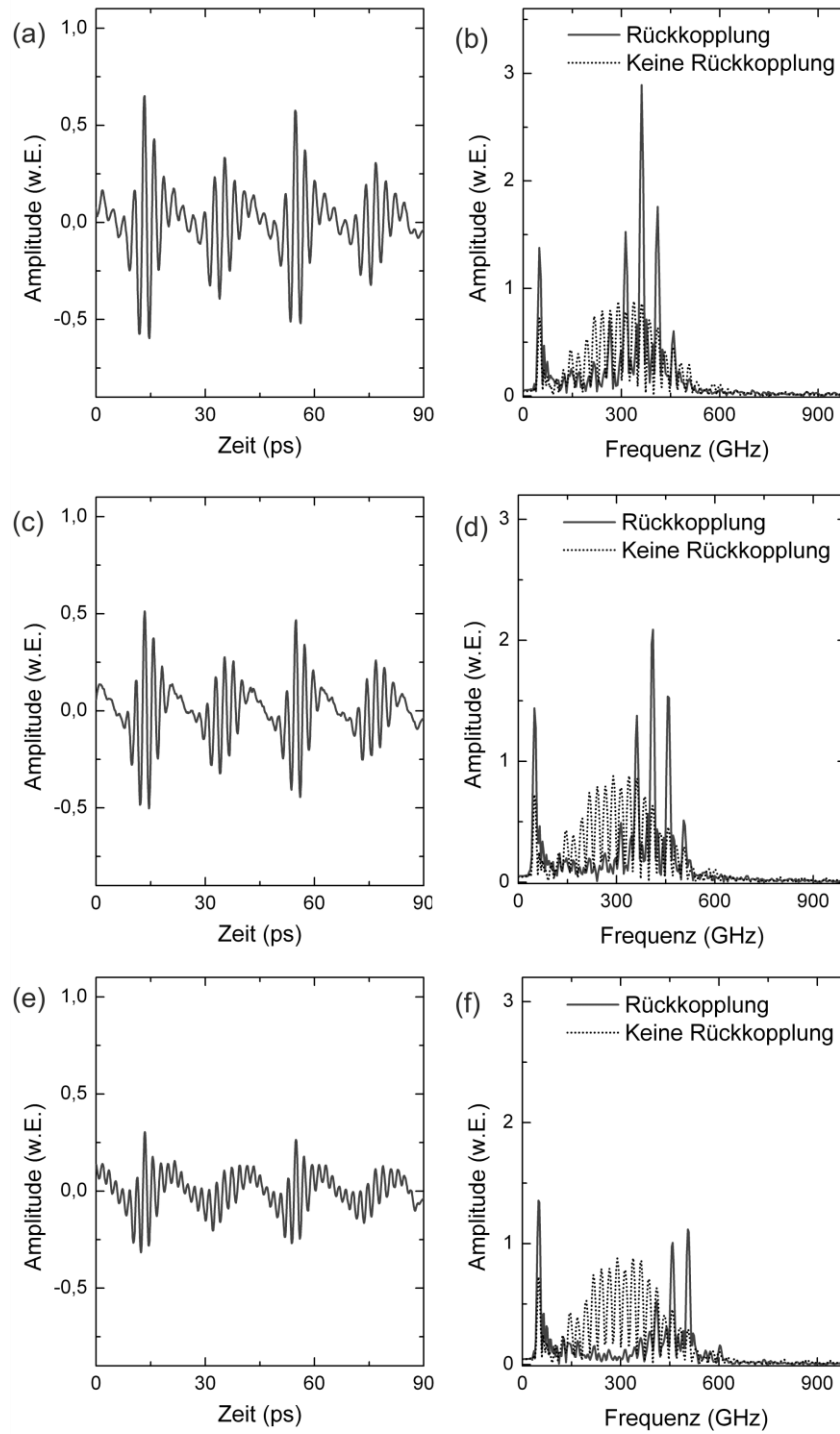


Abbildung 72: THz-Signale (a, c und e) und die dazugehörigen Spektren (b, d und f) im Falle einer Rückkopplung von beiden Gittern für drei verschiedene Winkeleinstellung von Gitter 2.

4.6 Hybrides Photomisch-Spektrometer

Der Ansatz der multifrequenten THz-Spektroskopie zeigt, dass grundsätzlich eine beliebige Anzahl von Lasermode auf den photoleitenden Antennen gemischt werden können, um diskrete THz-Frequenzen zu erzeugen. Während die Emission einer Multimode-Diode mit äquidistantem Modenabstand zu einer pulsformigen Signalform führt, so kann mittels eines frequenzstabilisierten Zwei-Farb-Lasersystems eine hoch genaue Frequenzinformation erhalten werden. Jedoch tritt hier aufgrund der Periodizität des sinusförmigen Signals eine uneindeutige Phaseninformation auf.

Eine Möglichkeit, die Vorteile beider Ansätze miteinander zu verbinden, ist in einem hybriden Photomisch-Spektrometer zu sehen, in dem die Emission einer Multimode-Diode zusammen mit derjenigen eines Zwei-Farb-Lasersystems auf die THz-Antennen gerichtet wird, wie bereits in [86] veröffentlicht wurde. Wird verhindert, dass die Moden der unterschiedlichen Laserquellen miteinander in der THz-Antenne mischen, so besteht das resultierende THz-Signal I_D nach (4.19) aus zwei Anteilen. Diese sind zum einen die sinusförmige Komponente I_{CW} mit variabler Frequenz f_{CW} und zum anderen die QTDS-Komponente I_{QTDS} :

$$I_D(\Delta t) = I_{CW}(\Delta t) + I_{QTDS}(\Delta t), \quad (4.31)$$

$$I_{QTDS}(\Delta t) = \sum_{k=1}^{M-1} \frac{(M-k)}{M^2} (2\pi k \Delta f) A_E(2\pi k \Delta f) A_D(2\pi k \Delta f) \cdot P^2 \cos(2\pi k \Delta f \Delta t + \varphi_m), \quad (4.32)$$

$$I_{CW}(\Delta t) = A_E(2\pi f_{CW}) A_D(2\pi f_{CW}) \cdot \frac{1}{4} P^2 \cos(2\pi f_{CW} \Delta t + \varphi_{CW}), \quad (4.33)$$

wobei P die jeweilige optische Leistung des anregenden Lasersystems und φ_i die Phasenlage der zugehörigen Frequenzkomponente ist. Damit kann einerseits die hohe Frequenzinformation und die hohe spektrale Intensität der klassischen Photomisch-Spektrometer genutzt werden. Andererseits kann der pulsformige Signalanteil verwendet werden, um die Phasenungenauigkeit der CW-Komponente auszugleichen.

Für die experimentelle Realisierung wird ein dichroitischer Spiegel verwendet, welcher Wellenlängen über 700 nm transmittiert und solche unter 700 nm reflektiert. Über diesen wird die Emission eines frequenzstabilisierten Zwei-Farb-Lasersystems aus DFB-Dioden (siehe Abschnitt 4.3), welches um 852 nm emittiert, und die Emission einer Multimode-Laserdiode mit einer Emissionswellenlänge um 660 nm (siehe Abschnitt 4.4.3) überlagert. Die kombinierte Laserstrahlung wird über einen Strahlteiler

in zwei Arme aufgespalten und auf THz-Antennen zu Emission und Detektion gegeben. Der Aufbau ist in der Abbildung 73 skizziert.

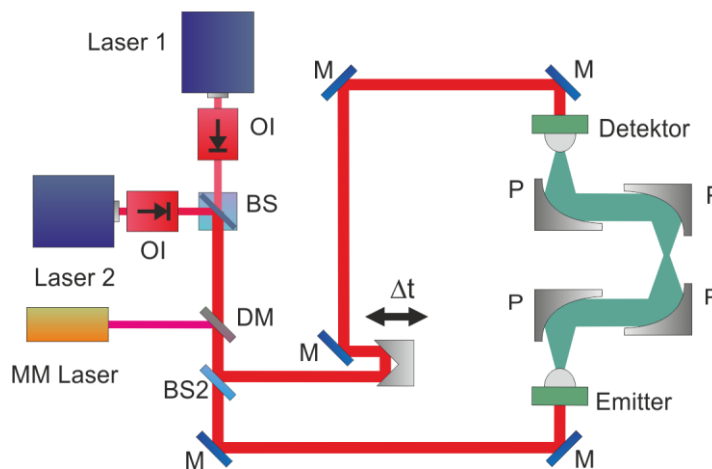


Abbildung 73: Aufbau des hybriden Photomisch-Systems: Die Emission eines Zwei-Farb-Lasersystems wird mit derjenigen einer Multimode-Diode (MM-Laser) in einem dichroiden Spiegel (DM) überlagert. Der Strahlteiler (BS2) spaltet die kombinierte Laserstrahlung in zwei Teile auf, welche zum Betrieb der THz-Antennen genutzt werden.

Die Laserquellen wurden in dieser Weise gewählt, um ein Mischen zwischen der Zwei-Farb- und der Multimode-Laserstrahlung zu vermeiden. Der große Frequenzabstand zwischen den Wellenlängen 660 nm und 852 nm von 150 THz kann aufgrund der Tiefpasscharakteristik der Antennen von diesen weder abgestrahlt noch detektiert werden. Somit entsteht ein Signal, welches aus den einzelnen Photomischprodukten beider Laserquellen besteht (Abbildung 74). In der Abbildung 74 sind zusätzlich die einzelnen Signale für die Fälle gezeigt, dass nur die Strahlung des Zwei-Farb-Lasers bzw. nur diejenige der Multimode-Laserdiode auf die Antennen gegeben wird. Diese weisen einen typischen sinusförmigen, bzw. gepulsten Charakter auf.

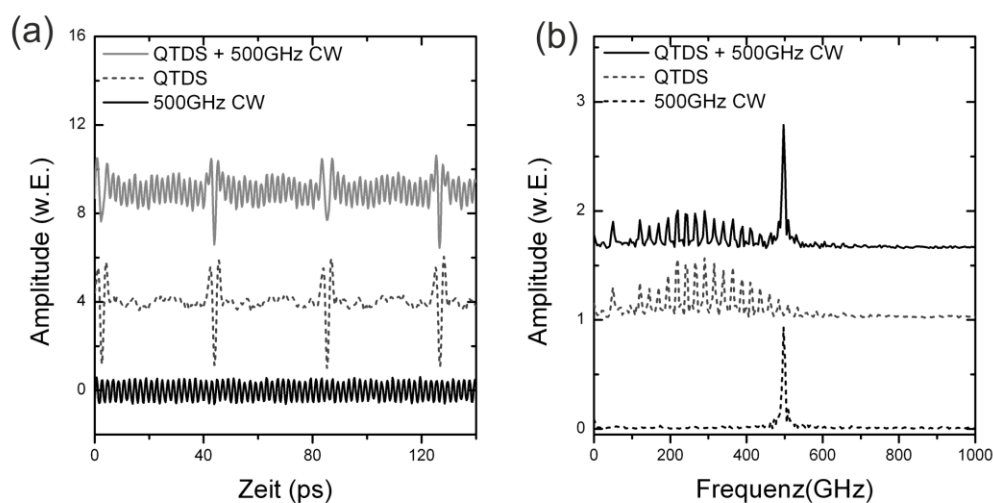


Abbildung 74: Signale im Falle der Beleuchtung der Antennen mit dem Zwei-Farb-Lasersystem, der Multimode-Diode sowie mit beiden Lasern gleichzeitig (a) mit den dazugehörigen Spektren (b).

Werden beide Laserstrahlen auf die Antennen gegeben, so entsteht ein kombiniertes Signal, welches sowohl die Sinusschwingung als auch die Pulsform additiv enthält. Dieses ist in der Abbildung 75 für verschiedene eingestellte Differenzfrequenzen des Zwei-Farb-Lasersystems gezeigt. Es sind keine thermischen Sättigungseffekte durch die zusätzliche Belastung der Antennen zu erkennen. Pro Antenne beträgt die optische Leistung des Zwei-Farb-Lasersystem und der Multimode-Laserdiode jeweils 20 mW.

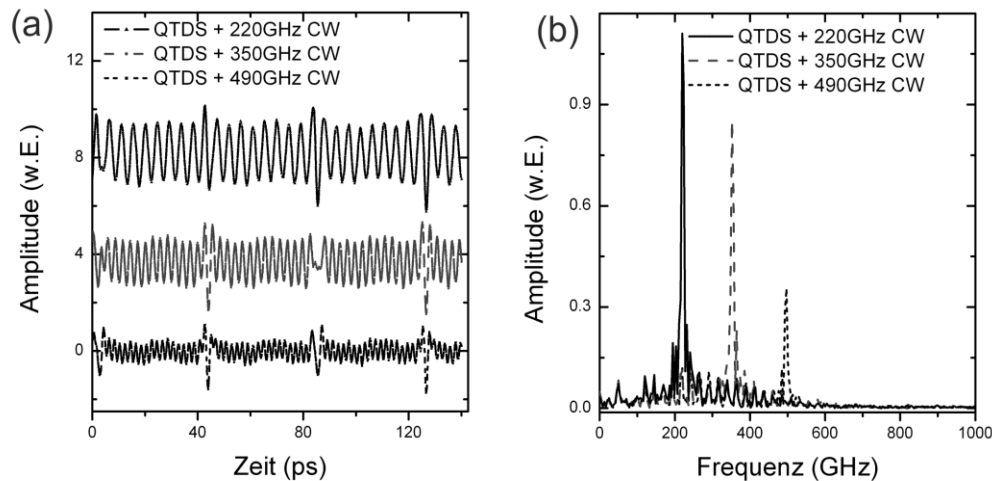


Abbildung 75: Signale des hybriden Systems für verschieden eingestellte Differenzfrequenzen des Zwei-Farb-Lasersystems (a) mit den dazugehörigen Spektren (b).

Wie in der Abbildung zu sehen ist, hängt die relative Größe der Pulse in Bezug auf die Sinusschwingung stark von der eingestellten Differenzfrequenz des Zwei-Farb-Lasersystems ab. Je nachdem wie stark die frequenzabhängige Antennencharakteristik die Differenzfrequenz verstärkt, ragt die Sinusamplitude weit über den Pulszug empor bzw. liegt deutlich unter diesem. Die zu den Signalen gehörigen Spektren weisen ihr Maximum bei der CW-Komponente auf, während der Multimode-Anteil zu einer größeren Anzahl an Signalkomponenten führt. Somit ist das Signal-zu-Rauschverhältnis bei der CW-Komponente maximal. Wird nun eine Probe mit dem Spektrometer untersucht, so resultiert eine Phasenverschiebung beider Signalanteile. Während die Verschiebung der Pulse zu einer groben Bestimmung der Probendicke herangezogen werden kann, dient die CW-Komponente mit ihrem hohen Signal-zu-Rauschverhältnis der genaueren Dickenanalyse. Mittels der Information über die ungefähre Dicke kann eine eindeutige Bestimmung der Phase erreicht werden, wie in der Abbildung 76 gezeichnet. Hierbei wird der Phasenverlauf anhand der Stützstellen aus dem QTDS-Signal extrapoliert und damit ein ganzes Vielfaches von 2π zu der Phase der CW-Komponente hinzuaddiert.

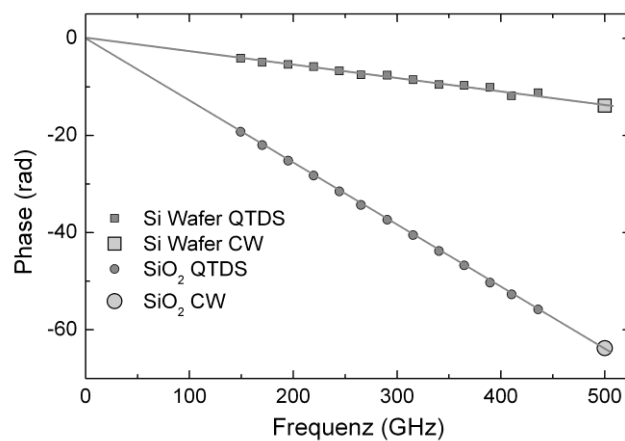


Abbildung 76: Phasenverlauf zwischen einer Referenzmessung und den Messungen an zwei Proben (Silizium-Wafer und ein SiO₂-Wafer). Die Extrapolation der Phaseninformation der QTDS-Komponente (kleine Markierungen) ermöglicht eine Bestimmung der absoluten Phase der CW-Komponente.

Dieser hybride Ansatz ermöglicht, bestehende Photomischsysteme durch geringfügige Modifikation aufzuwerten, um eine zuverlässige Phasenbestimmung zu erreichen. Ebenfalls zeigt dieser Ansatz, dass beliebige Laserquellen gleichzeitig auf die Antennen gerichtet werden können um separate Signalanteile zu erhalten. Es ist etwa vorstellbar, eine Multimode-Diode mit geringem Modenabstand und eine mit großem Modenabstand zu wählen, um zum einen starke Signalkomponenten mit groben Abstand, und zum anderen eine größere Anzahl an feineren Stützstellen im Spektrum mit jeweils geringere Amplitude zu erreichen. Diese Idee ist in der Abbildung 77 skizziert.

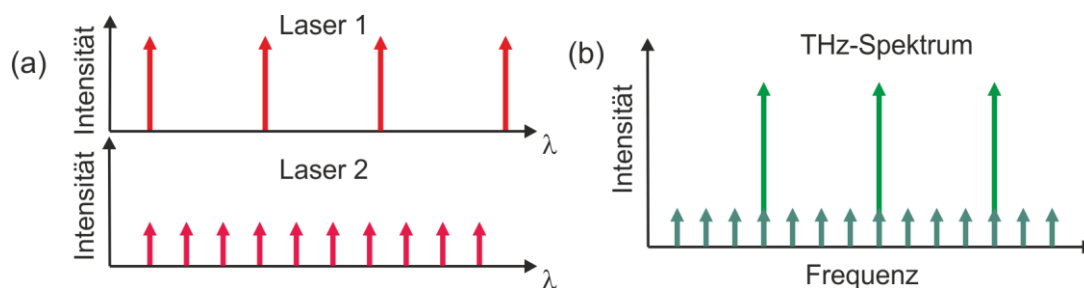


Abbildung 77: Schematische Darstellung des Falle einer Überlagerung zweier Multimode-Laser mit unterschiedlichen Modenabständen. (a): Lasermoden, (b) resultierendes THz-Spektrum.

4.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde untersucht, in wie fern sich Multimodelaserstrahlung eignet, THz-Wellen zu erzeugen und zu detektieren. Es wurde gezeigt, dass eine erhöhte Lasermodenanzahl zwar zu einer verbesserten Frequenzauflösung der Messung führt, dafür aber die spektrale Intensität der einzelnen Signalkomponenten abnimmt. Die Wahl

einer Laserquelle mit äquidistantem Modenabstand erlaubt dagegen eine Beibehaltung eines hohen Signal-zu-Rauschverhältnisses und gleichzeitig eine hohe Frequenzbandbreite. Mit einem solchen Lasermodul können THz-Spektrometer realisiert werden, die ähnliche Signalformen wie Zeitbereichsspektrometer aufweisen. Im weiteren Verlauf des Kapitels wurde das große Potential des QTDS-Ansatzes anhand mehrerer Anwendungsmöglichkeiten demonstriert. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass durch Variation der Laserquelle die spektrale Charakteristik des THz-Signals modifiziert werden kann, was die hohe Flexibilität dieses Ansatzes verdeutlicht.

Zwar weisen klassische Zeitbereichsspektrometer heutzutage Bandbreiten im Bereich von mehreren Terahertz auf und sind somit den hier untersuchten Quasi-Zeitbereichsspektrometern überlegen. Allerdings ist es abzusehen, dass durch die Verwendung optimierter THz-Antennen auch mit dem QTDS-Verfahren erhöhte Bandbreiten erzielt werden können. So wurden beispielsweise in jüngster Zeit ein konventionelles Photomisch-System demonstriert, welches eine Signalauswertung bis zu Frequenzen um 2 THz zulässt [87] und es ist naheliegend, dass auch beim Einsatz mehrere Lasermoden ähnliche Frequenzbereiche zugänglich sein werden. Der wesentliche Vorteil der QTDS gegenüber TDS-Systemen liegt in der Möglichkeit, wesentlich kompaktere und gleichzeitig kostengünstigere Spektrometer zu realisieren, da als Kernkomponente ein kompaktes Laserdiodenmodul eingesetzt werden kann, welches den konventionell verwendeten Femtosekundenlaser ersetzt.

Somit erscheint der Ansatz der Quasi-Zeitbereichsspektroskopie geeignet, die THz-Technologie in naher Zukunft für einen breiten Anwenderraum zu öffnen und auch wirtschaftlich attraktiv zu machen.

Ja, Fortschritt heißt Vermehrung des Lichts, aber dieses Licht ist immer dasselbe.

Leo Tolstoi (1828-1910)

5 Intrakavitäre Erzeugung von Terahertz-Strahlung

Während bis zum Ende des vergangenen Jahrtausends oftmals der Begriff Terahertz (THz)-Lücke im Kontext mit dem THz-Frequenzbereich fiel, wurden in dem letzten Jahrzehnt immense Fortschritte bei der Erschließung dieser letzten, noch nicht merklich technisch genutzten Domäne des elektromagnetischen Spektrums erreicht. Der Einsatz leistungsstarker Femtosekunden-Lasersysteme ermöglicht heutzutage den Betrieb breitbandiger THz-Zeitbereichsspektrometer, die weltweit zuverlässig in Forschungslaboren zur Charakterisierung unterschiedlichster Materialien im THz-Frequenzbereich genutzt werden. Die Erzeugung schmalbandiger, Dauerstrich-Strahlung dagegen stellt nach wie vor ein größeres Hindernis dar. Grund hierfür ist, dass die Erzeugung von THz-Wellen in Zeitbereichsspektrometer auf einem nichtlinearen Mischprozess basiert, bei dem infrarotes Licht in THz-Frequenzen konvertiert wird. Diese nichtlineare Konversion setzt jedoch hohe Lichtintensitäten voraus, um eine effiziente Wandlung zu ermöglichen. Im Fall von kurzen Femtosekundenpulsen reicht hierfür bereits eine relativ geringe optische Durchschnittsleistung aus, da die kurze Zeitdauer dieser Laserstrahlung zu hohen Pulsintensitäten führt. Bei Dauerstrichlaserquellen tritt dagegen eine relativ geringe Intensität auf, da hier die optische Leistung zeitlich konstant ist.

Zwar existieren Dauerstrich-Spektrometer, bei denen eng beieinanderliegende Laserlinien auf einer photoleitfähigen Antenne gemischt werden, wie in dem Abschnitt 4.1 beschrieben wird, jedoch werden hierbei nur wenige Nanowatt bis Mikrowatt an THz-Leistung erzeugt [88]. Dieses ist zwar für die kohärente Detektion hinreichend, um ein hohes Signal-zu-Rauschverhältnis zu erhalten [89], reicht hingegen für viele Anwendungsbereiche, wie etwa im Bereich der Radioastronomie, nicht aus. Darüber hinaus nimmt die Leistung stark mit zunehmender THz-Frequenz ab [85], so dass auf diesem Wege einer Erzeugung von THz-Wellen bei über 1 THz im Milliwatt Bereich unmöglich erscheint. Um höhere THz-Frequenzen aus der Laserstrahlung zu erzeugen, können auch nichtlineare Kristalle eingesetzt werden, in denen ein parametrischer Differenz-Frequenz-Erzeugungsprozess auftritt [90]. Hierbei wird die Energie der Laserstrahlung direkt in THz-Wellen konvertiert. Dieser Prozess ist jedoch im Vergleich zu der Erzeugung in THz-Antennen, bei denen die Energie für die THz-Wellen aus einer angelegten Gleichspannungsversorgung zugeführt wird, äußerst ineffizient, wenn nur geringe Laserleistungen vorliegen. Da die Ausgangsleistung von frequenzstabilen Dauerstrichlasern jedoch begrenzt ist, eignet sich diese parametrische Frequenzwandlung nur bedingt für die Erzeugung von Dauerstrich-THz-Wellen.

Als Alternative zu dem Verfahren der Photomischung existieren auch weitere Ansätze um Dauerstrich-THz-Strahlung zu erzeugen, wovon im Folgenden die zwei vielversprechendsten kurz aufgeführt werden. Der erste Ansatz basiert auf elektronische Quellen, wie beispielsweise frequenzvervielfachte Oszillatoren [14]. Hierbei schwingt der Oszillator auf einer stabilen Grundfrequenz von beispielsweise 12 Hz. Diese Schwingung wird in mehreren kaskadierten Frequenzvervielfacherstufen in den THz-Frequenzbereich angehoben. Auf diese Weise entstehen THz-Wellen mit Leistungen im Milliwatt-Bereich. Allerdings nimmt auch hierbei die erreichbare Ausgangsleistung mit zunehmender Frequenz ab. Nach heutigem Entwicklungsstand können nach wie vor nur bis Frequenzen um wenige hundert GHz Leistungen im Bereich von einem Milliwatt erzielt werden. Im Frequenzfenster über ein Terahertz fällt diese Leistung in den unteren Mikrowatt-Bereich ab [14].

Einen zweiten, vielversprechenden Ansatz stellen die sogenannten Quanten-Kaskadenlaser dar. Bei diesen Lasertypen wird die Lasertätigkeit nicht durch Inter- sondern Intradbandübergänge innerhalb einer Multi-Quantenfilmstruktur hervorgerufen, wie beispielsweise in [16] näher beschrieben wird. Aufgrund der Energien der THz-Photonen, die im Bereich weniger meV liegen, verhindern thermische Rekombinationsprozesse allerdings einen Betrieb bei Raumtemperatur. Folglich müssen diese Laser auf wenige Kelvin gekühlt werden [91], was für viele Anwendungszwecke ungeeignet ist. Des Weiteren ist die Erzeugung der THz-Strahlung in niederen Bereichen, etwa zwischen 1 bis 2.5 THz problematisch und selbst mit kryogener Kühlung resultiert hier eine geringe Effizienz [16].

In der Folge existieren im Frequenzfenster zwischen 1 THz und 2,5 THz nach wie vor keine kompakten THz-Quellen, die einerseits Dauerstrich-Strahlung im Milliwatt-Bereich emittieren und andererseits auf eine kryogene Kühlung verzichten können. Aufgrund dieses Mangels an kompakten THz-Quellen richtete sich ein Fokus der Arbeit darauf, über einen innovativen Ansatz eine solche Quelle zu realisieren, welche bei Raumtemperatur betrieben werden kann.

Für die Realisierung der THz-Quelle wurde der Ansatz der intrakavitären Frequenzmischung gewählt. Dieses Prinzip wird bereits weit verbreitet bei grünen Laserpointern in Form von Frequenzverdoppelung eingesetzt, welches kompakte und effiziente Laserquellen ermöglicht [92]. Die zugrunde liegende Idee des gewählten Ansatzes besteht in der Ausnutzung der vorherrschenden Intensität innerhalb eines Laserresonators, um einen parametrischen Generationsprozess durchzuführen. Die Konversionseffizienz dieses Prozesses steigt mit höheren Intensitäten stark an, wodurch in einem kompakten Lasersystem eine Leistungsdichte erreicht werden kann, die sonst nur mit Hochleistungslasersystemen zugänglich sind. So kann bei Wahl geeigneter Resonatorelemente eine in der Kavität zirkulierende Leistung erreicht werden, die tausendfach so hoch ist, wie die des aus dem Laser ausgekoppelten Lichts. Wird ein nichtlinearer Kristall in dieser platziert, so ist eine effiziente Wandlung der optischen

Photonen in THz-Wellen möglich. Als geeignete Laserquelle für die experimentelle Realisierung wird ein so genannter Oberflächenemittierender-Halbleiter-Scheibenlaser, (engl. Vertical-cavity-surface-emitting-laser - VECSEL) eingesetzt. Dieser ermöglicht zum einen mehrere Laserlinien gleichzeitig zu emittieren und zum anderen hohe intrakavitäre Leistungen zu erreichen.

Erste Versuche zur Realisierung einer solchen THz-VECSEL (TECSEL)-Quelle wurden bereits im Rahmen einer früheren Arbeit [93] durchgeführt, jedoch resultierten damals weit geringere Ausgangsleistungen aufgrund der Wahl einer ungeeigneteren Kavität und geringeren Pumpleistungen. Des Weiteren wurde weder eine räumliche noch eine spektrale Untersuchung der erzeugten Strahlung durchgeführt. Durch die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgearbeitete Analyse des thermischen Linseneffektes innerhalb des nichtlinearen Kristalls konnte die Grundlage für eine effiziente Realisierung einer TECSEL-Quelle gelegt werden, da hierdurch eine auf den Linseneffekt angepasste Resonatorkonfiguration entworfen werden konnte.

Exemplarisch wurden mit der THz-Quelle Frequenzen um 1 THz und 1.9 THz erzeugt. Gerade letztere Frequenz ist von essentieller Bedeutung für die Radioastronomie, da ein Großteil aller seit dem Urknall emittierten Photonen in dem THz-Frequenzbereich bzw. im Fern-Infraroten liegt und für optische Teleskope unsichtbar ist. Um tiefere Kenntnisse über die Entstehung von Sternen, Galaxien und des Universum selbst zu gewinnen, müssen diese Teleskope durch Radio-Teleskope ergänzt werden, um dieses "Licht" aufspüren zu können. Durch die Atmosphäre können jedoch nur wenige THz-Frequenzen ohne starke Abschwächung transmittiert werden. Diese Transmissionsfenster liegen etwa bei 820 GHz, 1,3 THz, 1,5THz, 1,9 THz, 2,5 THz und 3,4 THz [94]. Mit konventionellen Quellen ist es problematisch diese Frequenzen mit hinreichender Leistung zu generieren, um die Lokaloszillatoren von Radioteleskopen zu betreiben. Die im Rahmen dieser Arbeit demonstrierten Leistungswerte der neuartigen THz-Quelle von mehreren Milliwatt sind dagegen mehr als ausreichend für diesen Anwendungszweck und durchbrechen damit die bisherige Knappheit an diesem kostbaren, ferninfraroten "Licht".

In diesem Kapitel wird der Aufbau der THz-Quelle, sowie die Grundlagen und die erreichten Messergebnisse vorgestellt. Zu Beginn werden kurz die Grundlagen der Wellenpropagation in einem nichtlinearen Medium dargestellt. Aufbauend auf diesen Grundlagen erfolgt eine numerische Analyse der für die TECSEL-Quelle geeigneten nichtlineare Kristalle, welche im Hinblick auf deren frequenzabhängige Wandlungseffizienz unter verschiedenen Parametern der Lasermode theoretisch charakterisiert werden. Des Weiteren wird die verwendete Laserquelle, der VECSEL, vorgestellt und die Möglichkeit, eine Zwei-Farb-Emission dieser Laser zu erreichen, kurz diskutiert. Um die Grenzen der Laserquelle zu beleuchten, erfolgt eine kurze Diskussion über deren thermische Eigenschaften und Leistungsskalierbarkeit. Bevor jedoch experimentelle Daten bezüglich der THz-Erzeugung dargestellt werden, wird das

bei höheren Leistungen auftretende Problem der thermischen Linsenwirkung innerhalb des nichtlinearen Kristalls beschrieben. Ebenfalls werden geeignete Laserresonatoren auf ihre Stabilität bzw. Resistenz gegen diesen Linseneffekt untersucht. Schließlich werden die experimentell erhaltenen Eigenschaften der THz-Quelle, wie das Strahlprofil und die Leistung, gezeigt.

5.1 Parametrische Frequenzwandlung

5.1.1 Grundlagen der nichtlinearen Optik

Um eine Beschreibung der parametrischen Frequenzwandlung zu ermöglichen, wird hier eine kurze Einführung in der Thematik der nichtlinearen Optik gegeben. Während die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen Wellen und Materie oftmals über den linearen Brechungsindex hinreichend genau beschrieben werden kann, ist im Falle von hohen Lichtintensitäten eine Abweichung von diesem linearen Verhalten zu beobachten. Generell kann die Wechselwirkung zwischen einem elektrischen Feld \vec{E} und Materie durch die Polarisation \vec{P} beschrieben werden, die von dem Feld hervorgerufen wird. Die Ladungsträger innerhalb der Materie richten sich durch das Feld aus und bilden Dipolmomente wie in [95] näher erläutert wird. Diese beiden Größen sind mit der elektrischen Flussdichte \vec{D} über die relative Permittivität ϵ_r und die Permittivität des Vakuums ϵ_0 wie folgt verbunden:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (5.1)$$

Gerade für höhere Feldstärken ist die Polarisation eine Funktion des elektrischen Feldes und kann in Form einer Reihenentwicklung beschrieben werden. In skalarer Schreibweise ist diese gegeben über [95]:

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) . \quad (5.2)$$

Der Koeffizient $\chi^{(1)}$ ist dabei die lineare Suszeptibilität und $\chi^{(v)}$ die Suszeptibilität v-ter Ordnung. Während diese Koeffizienten in der Regel Tensorform aufweisen, wird der Anschaulichkeit halber hier die skalare Darstellung gewählt. Für kleine Feldstärken können die höheren Ordnungen vernachlässigt werden und es resultiert eine lineare Materialantwort:

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E. \quad (5.3)$$

Treten jedoch höhere Intensitäten auf, so kommt der nichtlineare Anteil merklich zum Tragen. Dieser wird zur besseren Handhabbarkeit gesondert über die Polarisation n-ter Ordnung definiert:

$$P^{(n)} = \epsilon_0 \chi^{(n)} E^n. \quad (5.4)$$

Die im Material hervorgerufene Polarisierung ist damit über die Summe aus linearen und nichtlinearen Anteil gegeben:

$$P = \sum_{g=1}^{\infty} P^{(g)} = P^{(1)} + \sum_{g=2}^{\infty} P^{(g)} = P^{(1)} + P^{NL}. \quad (5.5)$$

Um die Propagation einer elektromagnetischen Welle im Falle verschwindender Anregung zu beschreiben, kann die so genannte homogene Wellengleichung, herangezogen werden, welche sich aus den Maxwellgleichungen (Abschnitt 2.2.1) ableiten lässt:

$$\Delta \vec{E}(t) - \mu_0 \mu_r \frac{\delta^2}{\delta^2 t} \vec{D}(t) = 0. \quad (5.6)$$

Unter Berücksichtigung von (5.5) ergibt sich für die Flussdichte:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_R \vec{E} + \vec{P}^{NL}, \quad (5.7)$$

und damit für die Wellengleichung im Falle nichtlinearer Materialeigenschaften:

$$\Delta \vec{E}(t) - \epsilon_0 \epsilon_R \mu_0 \mu_r \frac{\delta^2}{\delta^2 t} \vec{E}(t) = \mu_0 \mu_r \frac{\delta^2}{\delta^2 t} \vec{P}^{NL}(t). \quad (5.8)$$

Somit wirkt die nichtlineare Polarisationskomponente als Quellterm, der neue Wellen hervorrufen kann. In der Frequenzbereichsdarstellung ist die Gleichung gegeben über:

$$\Delta \vec{E}(\omega) + \epsilon_0 \epsilon_R \mu_0 \mu_r \omega^2 \vec{E}(\omega) = -\mu_0 \mu_r \omega^2 \vec{P}^{NL}(\omega). \quad (5.9)$$

Der nichtlineare Anteil in (5.8) ermöglicht eine parametrische Frequenzkonversion innerhalb nichtlinearer Materialien. Insbesondere ist hierbei die Polarisierung zweiter Ordnung relevant, die hier näher untersucht wird. Bei der Anregung mit einem elektrischen Feld $E(t)$ einer Welle, die zwei Frequenzkomponenten ω_1 und ω_2 mit $\omega_1 > \omega_2$ aufweist:

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t), \quad (5.10)$$

resultiert folgende nichtlineare Polarisierung:

$$\begin{aligned}
P_{NL}(t) = & \frac{E_1^2}{2} (1 + \cos(2\omega_1 t)) \\
& + \frac{E_2^2}{2} (1 + \cos(2\omega_2 t)) \\
& + E_1 E_2 (\cos((\omega_1 + \omega_2)t)) \\
& + E_1 E_2 (\cos((\omega_1 - \omega_2)t)).
\end{aligned} \tag{5.11}$$

Diese oszilliert demnach mit unterschiedlichen Frequenzkomponenten, die aus dem Mischprozess entstanden sind. Die zugehörigen Amplituden ergeben sich zu [95]:

$$P(2\omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_2^2}{2}, \text{ (SHG)} \tag{5.12}$$

$$P(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2, \text{ (SFG)} \tag{5.13}$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2, \text{ (DFG)} \tag{5.14}$$

$$P(0) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{(E_1^2 + E_2^2)}{2}. \text{ (OR)} \tag{5.15}$$

Aus diesen Oszillationen gehen nach (5.9) neue Wellen hervor, so dass diese Frequenzmischung zweiter Ordnung als Drei-Wellen-Mischung bezeichnet wird. Diese werden in die folgenden Kategorien untergliedert:

SHG: Die Erzeugung der zweiten Harmonischen (engl.: second-harmonic-generation), bei der die erzeugte Welle mit der doppelten Frequenz der ursprungswelle schwingt. Zwei Photonen der Frequenz ω_1 werden zerstört und ein Photon mit $2 \omega_1$ entsteht.

SFG: Die Erzeugung der Summenfrequenz (engl.: sum-frequency-generation), bei der die erzeugte Welle mit der Summe der beiden Ausgangsfrequenzen schwingt. Ein Photon mit $\omega_1 + \omega_2$ geht aus zwei Photonen mit ω_1 und ω_2 hervor.

DFG: Die Erzeugung der Differenzfrequenz (engl.: difference-frequency-generation). Hier wird eine Welle erzeugt, die mit der Differenzfrequenz der Ursprungsfrequenzen schwingt. Ein Photon mit ω_1 wird in Präsenz eines Photons mit ω_2 zerstört und es entstehen zwei Photonen, eines bei $\omega_1 - \omega_2$ und eines bei ω_2 .

OR: Die optische Gleichrichtung (engl.: optical rectification), ist ein Spezialfall der DFG bei dem zwei identische Ausgangsfrequenzen wechselwirken und ein Gleichfeld entsteht. Im allgemeinen Sprachgebrauch wird unter der OR oftmals die

Frequenzwandlung eines kurzen optischen Pulses, der aufgrund seiner zeitlich kurzen Dauer spektral breit ist, in breitbandige THz-Strahlung verstanden [96].

Für die hiesigen Untersuchungen ist der Prozess der DFG von Bedeutung und somit wird dieser im Folgenden näher beschrieben. Eine Abhandlung der verbleibenden Prozesse sowie der nichtlinearen Effekte höherer Ordnung ist beispielsweise in [95] dargestellt. Interessant an der DFG ist, dass obwohl zwei Ausgangsphotonen benötigt werden, nur eines davon zerstört wird. Dessen Energie teilt sich auf die beiden neu erzeugten auf, wie in der Abbildung 78 illustriert.

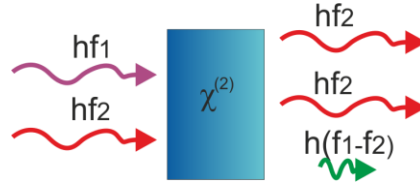


Abbildung 78: Illustration des DFG-Prozesses: Zwei Photonen mit den Energien $h(f_1 - f_2)$ und hf_2 werden aus einem Photon mit der Energie hf_1 unter der Präsenz eines Photons mit der Frequenz f_2 innerhalb eines nichtlinearen Mediums erzeugt.

5.1.2 Ratengleichungen

Eine quantitative Analyse der DFG ist mittels der Wellengleichung (5.9) unter Berücksichtigung von (5.14) möglich. Hierbei wird, wie in der Literatur üblich [95], anstelle der Suszeptibilität der nichtlineare Koeffizient d_{NL} zur Beschreibung der Materialeigenschaften verwendet:

$$d_{NL} = \frac{1}{2} \chi^{(2)}. \quad (5.16)$$

Sei nun ein nichtlinearer Kristall mit Länge L und nichtlinearen Koeffizienten d_{NL} gegeben, durch welchen zwei Wellen mit ω_1 und ω_2 kollinear propagieren. Diese Anordnung ist in der Abbildung 79 illustriert. Die Wellen seien linear polarisiert und propagieren in z -Richtung. Damit können diese über die Wellenzahl k_i und der ortabhängige Amplitude $\Theta(z)$ charakterisiert werden:

$$k_i = \frac{n_i \omega_i}{c_0}, \text{ mit } n_i := n(\omega_i), \quad (5.17)$$

$$E_i(z) = \Theta_i(z) \exp(-ik_i z). \quad (5.18)$$

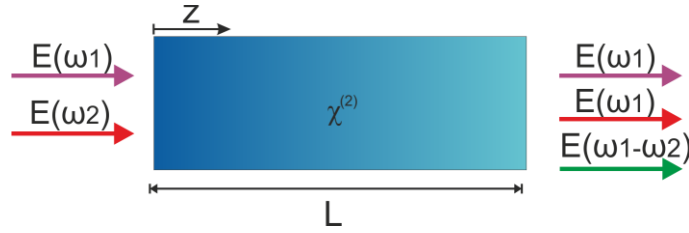


Abbildung 79: Anordnung zur Analyse des DFG-Prozesses mittels Ratengleichungen: Zwei Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 durchdringen einen nichtlinearen Kristall der Länge L und erzeugen eine neue Welle, welche mit $\omega_1 - \omega_2$ schwingt.

Da nur ein kleiner Teil der Infraroten Wellen in THz-Wellen konvertiert werden, sei hier die Annahme einer ortonabhängigen Amplitude getroffen und damit Θ_1 und Θ_2 als konstant definiert [95]. Die Wellen rufen eine nichtlineare Polarisation hervor, die mit der Differenzfrequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ schwingt:

$$P_{\omega_3, NL}(z) = 2\epsilon_0 d_{NL} E_1(z) E_2(z). \quad (5.19)$$

Somit folgt mit (5.5) die Ratengleichung für das neu erzeugte Feld E_3 :

$$\left[\frac{d^2 \Theta_3(z)}{dz^2} - 2ik_3 \frac{d\Theta_3(z)}{dz} \right] \exp(-ik_3 z) = -\omega^2 \mu_0 \mu_r 2\epsilon_0 d_{NL} \Theta_1 \Theta_2 \exp(-i(k_1 - k_2)z). \quad (5.20)$$

Um hieraus einen handhabbaren Ausdruck zu gewinnen, wird die Annahme einer kleinveränderlichen-Amplitude [95] getroffen, so dass:

$$\left| \frac{d^2 \Theta_3(z)}{dz^2} \right| \ll \left| k_3 \frac{d\Theta_3(z)}{dz} \right|. \quad (5.21)$$

Wird ferner ein nichtmagnetisches Medium angenommen ($\mu_r=1$) vereinfacht sich (5.20) zu:

$$\frac{d\Theta_3(z)}{dz} = -i \frac{\omega^2}{c^2 k_3} d_{NL} \Theta_1 \Theta_2 \exp(-iz\Delta k). \quad (5.22)$$

Hierbei ist die Wellenvektor-Fehlanpassung Δk definiert über:

$$\Delta k := k_1 - k_2 - k_3. \quad (5.23)$$

Wird (5.22) in den Grenzen $z=0$ und $z=L$ integriert, so folgt:

$$\Theta_3 = -i \frac{\omega^2}{c^2 k_3} d_{NL} \Theta_1 \Theta_2 L \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (5.24)$$

wobei die $\operatorname{sinc}(x)$ Funktion definiert ist über:

$$\operatorname{sinc}(x) := \frac{\sin(x)}{x}. \quad (5.25)$$

5.1.3 Phasenanpassung

Der DFG-Prozess ist somit stark von der Wellenvektor-Fehlanpassung abhängig. Verschwindet diese spricht man von Phasenanpassung und der sinc -Term in (5.24) konvergiert gegen eins. Damit nimmt die Amplitude der erzeugten Welle linear mit der Kristalllänge zu. Wird die Phasenanpassung dagegen nicht erreicht, so oszilliert die Amplitude für zunehmende Kristalllängen periodisch und bleibt beschränkt. Dieser Effekt wird durch die Interferenz zwischen den Wellenkomponenten verursacht [95]. Für einen Phasenunterschied zwischen 0 und $\pi/2$ tritt eine Verstärkung der neu erzeugten Welle auf. Für Werte zwischen $\pi/2$ und π wird diese jedoch über destruktive Interferenz abgeschwächt. Dieses ist in der Abbildung 80 skizziert. Für einen Phasenunterschied von π verschwindet die neu erzeugte Welle vollständig. Dieses macht die Definition der so genannten Kristallkohärenzlänge L_k sinnvoll:

$$L_k := \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (5.26)$$

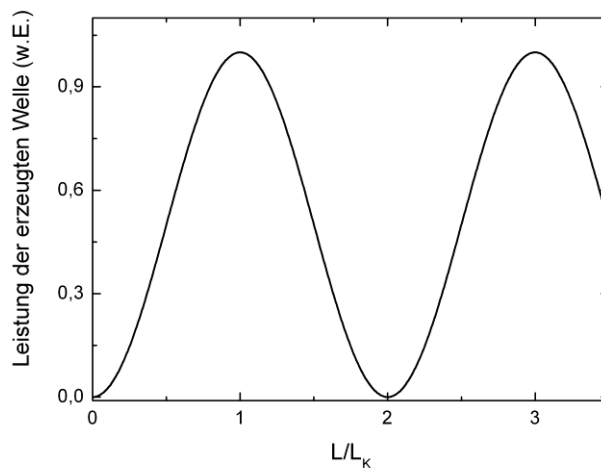


Abbildung 80: Leistung der erzeugten DFG-Welle in Abhängigkeit der Kristalllänge für den Fall einer nicht optimalen Phasenanpassung. Die Leistung der erzeugten Welle nimmt ihren maximalen Wert bei ungeraden Vielfachen der Kristallkohärenzlänge L_k an.

Die optimale Konversionseffizienz wird erreicht, wenn die Kristalllänge L_K beträgt, da größere Längen in einer verminderten Ausgangsleistung resultieren. L_K ist antiproportional zur Wellenvektorfehlانpassung und damit ist es vorteilhaft, diese Fehlanpassung zu minimieren, um eine höchstmögliche Effizienz zu erreichen. Hierfür muss die Bedingung erfüllt werden:

$$\omega_1 n_1 - \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3 . \quad (5.27)$$

Diese Bedingung wird aufgrund des dispersiven Verhaltens realer nichtlinearer Materialien nur schwer für stark unterschiedliche Frequenzen, etwa für infrarotes Licht und THz-Wellen, erfüllt. Um dennoch eine hohe Konversionseffizienz zu erreichen, kann das Konzept der Quasi-Phasenanpassung (engl. „quasi-phase-matching,“ (QPM)) aufgegriffen werden. Hierbei wird die Orientierung der Kristallachse periodisch umgepolt, d.h. invertiert [95], wie in der Abbildung 81 dargestellt. Dieses führt zu einer Vorzeichenänderung des nichtlinearen Koeffizienten, der nun einen ortabhängigen Wert $d_{eff}(z)$ annimmt.

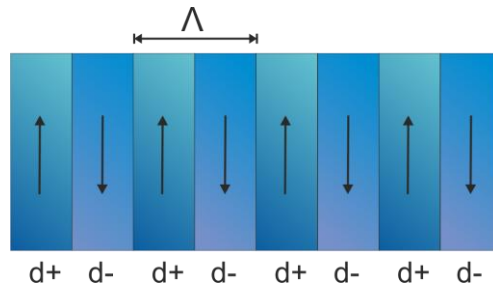


Abbildung 81: Durch eine alternierende Polung der Kristallstruktur kann der nichtlineare Koeffizient d periodisch invertiert werden, so dass ein Quasi-Phasenanpassung erreicht werden kann.

Diese Polung resultiert in einem Gittervektor K_Λ , der mit der Periodenlänge Λ in folgender Form zusammenhängt:

$$K_\Lambda = \frac{2\pi}{\Lambda} . \quad (5.28)$$

Damit nimmt die Gleichung (5.24) für diesen Fall die Form an:

$$\Theta_3 = -i \frac{\omega^2}{c^2 k_3} d_{eff} \Theta_1 \Theta_2 L \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta k - K_\Lambda}{2} L \right) . \quad (5.29)$$

Hieraus folgt, dass eine optimale Effizienz für den Fall eintritt, dass die Periode Λ in Abhängigkeit der Kristallkohärenzlänge wie folgt gewählt wird:

$$\Lambda = 2L_K . \quad (5.30)$$

5.1.4 Numerische Beschreibung des Abstrahlprozesses

Der im Abschnitt 5.1.2 beschriebene Ansatz einer Ratengleichung zur Beschreibung des DFG-Prozesses veranschaulicht die für diese Frequenzwandlung relevanten Zusammenhänge, insbesondere das Konzept der Phasenanpassung. Für eine detaillierte Beschreibung eines realen nichtlinearen Kristalls ist dagegen eine komplexere Analyse notwendig. Insbesondere falls ein Kristall eingesetzt wird, bei dem eine nicht-kollineare Phasenanpassung ausgenutzt wird. Das heißt, die Propagationsrichtungen der generierten Welle und der erzeugenden Resonatormode weichen voneinander ab. Solche oberflächenemittierenden Kristalle (siehe Abbildung 82) sind jedoch für die hier diskutierte intrakavitäre THz-Erzeugung aus zwei Gründen besonders geeignet: Zum einen kann die THz-Strahlung nahe an der Kristallkante erzeugt werden, so dass die hohe Materialabsorption im THz-Frequenzbereich nur eine kleine Signalabschwächung hervorruft. Zum anderen sind die erzeugten Wellen intrinsisch von der Resonatormode getrennt und eine aufwendige Extraktion mittels Optiken ist nicht erforderlich.

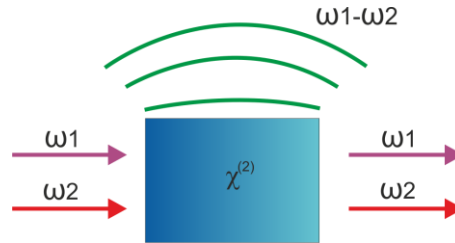


Abbildung 82: Im Falle eines oberflächenemittierenden Kristalls wird die erzeugte Welle nicht in Ausbreitungsrichtung der erzeugenden Wellen abgestrahlt sondern beispielsweise senkrecht hierzu.

Aufgrund der abweichenden Propagationsrichtungen ist eine Lösung über eine Ratengleichung analog zu Abschnitt 5.1.2 allerdings problematisch. Deshalb wird an dieser Stelle ein anderer Ansatz aufgegriffen. Die zeitliche Änderung der räumlich verteilte nichtlineare Polarisierung $\vec{P}_{NL}(\vec{r})$ ruft eine räumliche Verschiebestromdichte $\vec{J}(\vec{r})$ hervor [95,97]:

$$\vec{J}(t, \vec{r}) = \frac{d}{dt} \vec{P}_{NL}(t, \vec{r}). \quad (5.31)$$

Diese räumliche Stromdichte $\vec{J}(\vec{r})$ wirkt als Quelle für ein abgestrahltes Feld, dass mit der Differenzfrequenz ω_3 schwingt. Um dieses zu berechnen, wird die Hilfsgröße des Vektorpotentials herangezogen. Dieses kann in der Frequenzbereichsdarstellung über die folgende Integralgleichung bestimmt werden [98]:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \iiint_V \frac{\exp(-ik(\vec{r} - \vec{r}'))}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot \vec{J}(\vec{r}') dV', \quad (5.32)$$

wobei über das Gebiet V integriert wird, in dem die Stromdichteverteilung vorliegt. Im Falle eines großen Abstandes zwischen der untersuchte Raumposition und der Stromquellen weisen \vec{r}^* und \vec{r} eine unterschiedliche Größenordnung auf. Damit ist die Fernfeldnäherung [98] erfüllt und es gilt:

$$\frac{\exp(-i\vec{k}(\vec{r}^* - \vec{r}))}{4\pi|\vec{r}^* - \vec{r}|} \approx \frac{\exp(-i\vec{k}(\vec{r}^* - \vec{r}))}{4\pi|\vec{r}|}. \quad (5.33)$$

Damit ist das sich an der Stelle \vec{r} ergebende Vektorpotential der erzeugten Welle gegeben über das Volumenintegral:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\exp(-i\vec{k}\vec{r})}{4\pi|\vec{r}|} \iiint_V \vec{j}(\vec{r}') \exp(i\vec{k}\vec{r}') dV'. \quad (5.34)$$

Um eine allgemeine Beschreibung unterschiedlicher Kristallstrukturen zu ermöglichen, wurden im Rahmen der Arbeit numerische Berechnungen durchgeführt, welche es erlauben, für eine beliebige räumliche Position und Strahlparameter der beiden Resonatormoden und beliebige Kristallpolungen eine Beschreibung der Abstrahlcharakteristik des DFG-Prozesses durchzuführen.

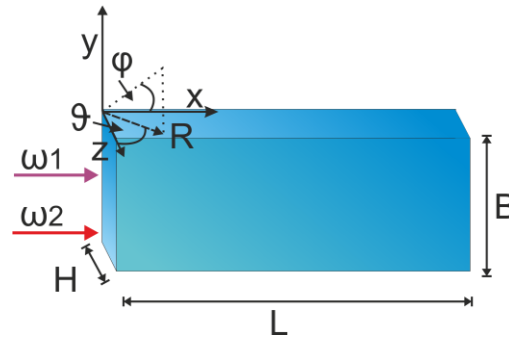


Abbildung 83: Zugrundeliegendes Koordinatensystem für die Simulation des Abstrahlverhaltens der nichtlinearen Kristalle.

Hierzu wird das Problem, das in der Abbildung 83 skizziert ist, wie folgt beschrieben: Ein nichtlinearer Kristall mit der Länge L , der Breite B und der Höhe H ist mit einer Polung versehen, die zu einem räumlich modulierten nichtlinearen Koeffizienten $d_{eff}(r)$ führt. Durch den Kristall propagieren zwei Wellen mit ω_1 und ω_2 , die definierte Ausbreitevektoren sowie Gaußsche Strahlparameter aufweisen. Aufgrund der Oberflächenemission des Kristalls, ist die Annahme gültig, dass alle drei Wellen die gleiche Polarisationsrichtung aufweisen [97]. Damit verfügt die erzeugte Polarisation und somit die Stromdichte lediglich über eine z -Komponente gemäß Abbildung 83, welche sich ortabhängig ergibt über:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}) = P_{NL}(\vec{r})\vec{e}_z = 2\epsilon_0 d_{eff}(\vec{r})E_1(\vec{r})E_2(\vec{r})\vec{e}_z. \quad (5.35)$$

Aus dieser ergibt sich die relevante z-Komponente der Stromdichte:

$$J_z(\vec{r}) = i\omega P_{NL}(\vec{r}). \quad (5.36)$$

Aufgrund der Polarisation in z-Richtung, weist das abgestrahlte elektrische Feld in Kugelkoordinaten gemäß Abbildung 83 eine nichtverschwindende Komponente in ϑ -Richtung auf, die wie folgt bestimmt werden kann [97]:

$$E_\vartheta(\vec{r}) = \frac{\omega^2 \sin \vartheta \exp(-i\vec{k}\vec{r})}{2\pi|\vec{r}|} \iiint_V J_z(\vec{r}') \exp(i\vec{k}\vec{r}') \exp\left(-i\frac{\alpha}{2}\Delta r\right) dV', \quad (5.37)$$

wobei die Größe α den Absorptionskoeffizienten und Δr den Abstand der Raumpunktes \vec{r}' zu der Kristalloberfläche beschreibt. Um aus dem elektrischen Feld abgestrahlte Leistung zu bestimmen, wird die Leistungsflussdichte gemäß

$$S_r(\vec{r}) = \frac{n_3}{2\eta_0} T(\varphi_M, \vartheta_M) |E_\vartheta(\vec{r})|^2 \quad (5.38)$$

ermittelt, wobei η_0 die Freiraumimpedanz und T den Transmissionsfaktor zwischen Kristall-Luft-Übergang beschreibt, die abhängig von den internen, im Kristall vorliegenden Winkeln φ_M und ϑ_M zwischen Propagationsrichtung der Wellen und der Flächennormalen der Kristalloberfläche berechnet werden können.

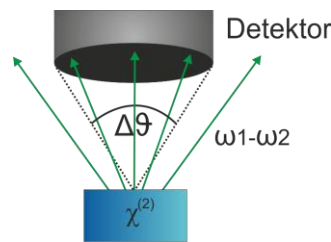


Abbildung 84: Nur der Teil der vom Kristall abgestrahlten Wellen wird von dem Detektor empfangen, welcher in den Bereich des Auffangwinkels $\Delta\vartheta$ fällt.

Die gesamte abgestrahlte Leistung ist dann durch das geschlossene Flächenintegral gegeben, welches den Kristall umschließt:

$$P_{THz} = \oiint S_r(\vec{r}) dA. \quad (5.39)$$

In der Realität wird jedoch nur ein kleiner Flächenbereich betrachtet, in dem die erzeugte Strahlung aufgefangen wird, wie in der Abbildung 84 illustriert. Dieser wird durch die Winkelbereiche $\Delta\vartheta$ und $\Delta\varphi$ aufgespannt:

$$P_{THz} = \iint_{\Delta\varphi, \Delta\vartheta} S_r(\vec{r}) dA. \quad (5.40)$$

Für die numerische Simulation wird das Gebiet des Kristalls in ein diskretes Gitter unterteilt. In diesem wird für jeden Punkt die Stromdichte sowie der Abstand zum Kristalloberfläche bestimmt. Über Summierung wird die Gleichung (5.37) ausgewertet. Der Vorteil dieses Vorgehens im Vergleich zu einer semi-analytischen Lösungen [93,97] liegt in der größeren Allgemeinheit. Insbesondere können Effekte wie abweichende Propagationsrichtungen der beiden erzeugenden Wellen und die sich über die Kristalllänge im Falle starker Fokussierung deutlich ändernde Strahlradian der Erzeugerwellen direkt berücksichtigt werden. Ebenfalls wird somit ermöglicht, aperiodische Polungsstrukturen oder Fehlstellen innerhalb des Kristalls zu analysieren.

Die erhöhte Anwendbarkeit hat jedoch eine erhöhte Rechenkomplexität zur Folge, da für eine Beschreibung des Abstrahlverhaltens die Analyse einer Vielzahl an Raumpunkten im Fernfeld notwendig ist. Diese spannen eine Fläche auf, in der die Leistungsflussdichte bestimmt werden muss. Für jeden einzelnen Punkt muss dabei eine dreidimensionale Summation über das Kristallgitter erfolgen. Die flexible Anwendbarkeit wiegt diese längere Rechenzeit allerdings deutlich auf, da mit diesem Verfahren Probleme analysiert werden können, die analytischen Näherungen analog zu [97] unzugänglich sind. In dem folgenden Abschnitt werden mittels der Simulationen verschiedene Variation des Kristallstruktur sowie der Anregung theoretisch untersucht, um die Abhängigkeiten der erreichbaren Wandlungseffizienz von den gegebenen physikalischen Parametern zu beleuchten.

5.1.5 Analyse periodisch gepolter Kristalle

Ein effizientes Schema der Kristallpolung für eine Oberflächenemission ist die Wahl einer geeigneten periodischen Polung [99], wie in der Abbildung 85 skizziert. Diese Polung weist die Periode Λ und den Neigungswinkel γ auf. Hierbei resultieren zwei effektive Gittervektoren, sowohl in x-Richtung, als auch in-y-Richtung:

$$K_{\Lambda,x} = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos(\gamma), \quad (5.41)$$

$$K_{\Lambda,y} = \frac{2\pi}{\Lambda} \sin(\gamma). \quad (5.42)$$

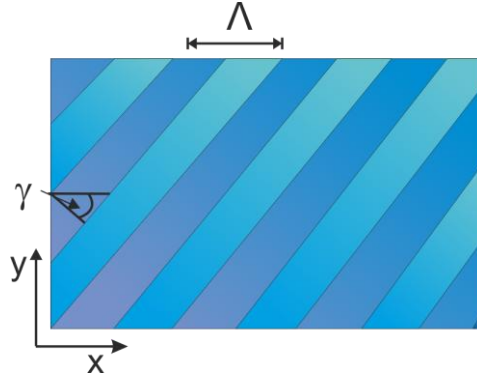


Abbildung 85: Illustration der unter dem Winkel γ geneigten periodischen Polung mit der Periode Λ , welche für die Frequenzwandlung eingesetzt wird.

Werden die Parameter γ und Λ geeignet gewählt, so ist es möglich, eine Phasenanpassung für den Fall einer Oberflächenemission der DFG-Welle zu ermöglichen. Das entsprechende Wellenvektordiagramm ist in der Abbildung 86 dargestellt. Hierbei wird angenommen, dass die beiden Erzeugerwellen kollinear durch den Kristall propagieren, während die THz-Welle senkrecht zu deren Ausbreitungsrichtung abgestrahlt wird. Damit gilt für die Phasenanpassung in x- und y-Richtung [99]:

$$n_1 \omega_1 - n_2 \omega_2 = K_{\Lambda, x}, \quad (5.43)$$

$$n_3 \omega_3 = K_{\Lambda, y}. \quad (5.44)$$

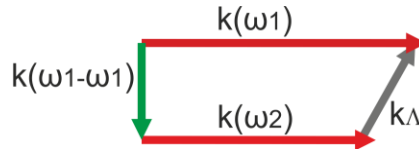


Abbildung 86: Wellenvektordiagramm für die geneigte Polungsstruktur, beider aus zwei Wellen mit ω_1 und ω_2 eine Welle mit $\omega_1 - \omega_2$ senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Erzeugerwellen abgestrahlt wird.

Für das Material Lithiumniobat folgt hieraus, dass die Polungsparameter für eine Zielwellenlänge λ_3 wie folgt zu wählen sind:

$$\gamma = \text{atan}\left(\frac{n_1 + n_2}{2 n_3}\right), \quad (5.45)$$

$$\Lambda = \frac{2\lambda_3}{n_1 + n_2} \cos(\gamma). \quad (5.46)$$

So ergeben sich für die optimalen Polungsparameter, falls eine THz-Welle bei 1 THz aus infraroter Laserstrahlung bei 1030 nm erzeugt werden soll, Werte von $\gamma=67^\circ$ und $\Lambda=58 \mu\text{m}$. Die Materialparameter von Lithiumniobat werden dabei gemäß [100,101]

verwendet. Für die folgenden Simulationen wird darüber hinaus, sofern nicht anders angegeben, eine Kristalllänge von 10 mm sowie eine Strahltaile der Resonatormode von 125 μm angenommen. Da nur ein Teil der emittierten THz-Strahlung aufgesammelt werden kann, wird für die Auffangwinkel $\Delta\varphi$ und $\Delta\vartheta$ jeweils 30° angesetzt.

In diesem Fall resultiert bei Vernachlässigung der Absorptionsverluste eine DFG-Wandlungseffizienz wie in der Abbildung 87 dargestellt ist. Zu erkennen ist, dass die maximale Effizienz bei 950 GHz auftritt und die Phasenanpassungs-Halbwertsbreite etwa 200 GHz beträgt. An den Seitenbereichen fällt die Effizienz teilweise stark ab, welches aufgrund der endlichen Auffangfläche resultiert, wie weiter unten diskutiert.

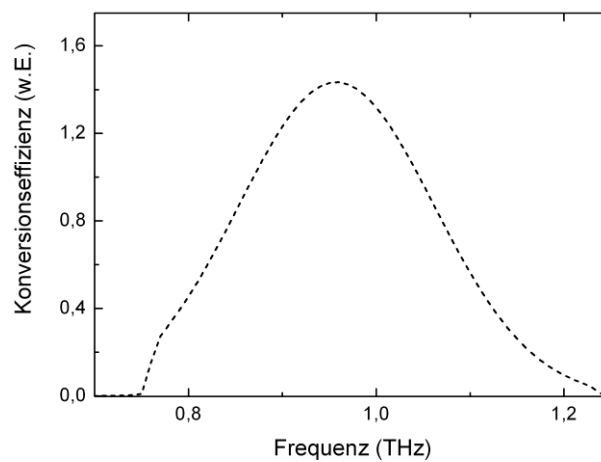


Abbildung 87: Frequenzverlauf der Konversionseffizienz (Kristallpolung: $58\mu\text{m}$, Auffangwinkel: 30°) bei Vernachlässigung der Absorptionsverluste innerhalb des Kristalls.

Ebenfalls von Interesse ist die Analyse des räumlichen Abstrahlverhaltens. Aufgrund der Geometrie ist zu erwarten, dass die Strahlung in φ -Richtung relativ stark kollimiert ist, da sich das Generationsgebiet über die Kristalllänge von 10 mm nahezu konstant verteilt. Die ϑ -Richtung dagegen wird eine deutliche Divergenz aufweisen, da die Quellengröße hier durch den Lasermოდendurchmesser gegeben ist und sich somit im Bereich der THz-Wellenlänge befindet. In den Abbildung 88 und Abbildung 89 ist die räumliche Abstrahlcharakteristik des Kristalls aufgetragen. Während das Verhalten in ϑ -Richtung nur eine leichte Frequenzabhängigkeit aufweist, resultiert aufgrund der Phasenanpassung durch die QPM-Strukturierung des Kristalls eine deutliche Auswirkung in φ -Richtung. Ein Abweichen von der Zielfrequenz bedeutet, dass die THz-Welle kollimiert unter einem von 90° abweichenden Winkel emittiert wird. Somit ist die Phasenanpassungsbandbreite auch eine Funktion des Auffangwinkels, bzw. der Position des Detektors. Wird von einer Detektorposition ausgegangen, welcher für eine senkrechte Abstrahlung zur Kristalloberfläche optimiert ist, so können die THz-Frequenzen, welche unter einem abweichenden Winkel emittiert werden, diesen nicht erreichen (siehe Abbildung 90). Dieses erklärt die teilweise stark abfallenden Flanken in den Verläufen der Konversionseffizienz (vgl. Abbildung 87).

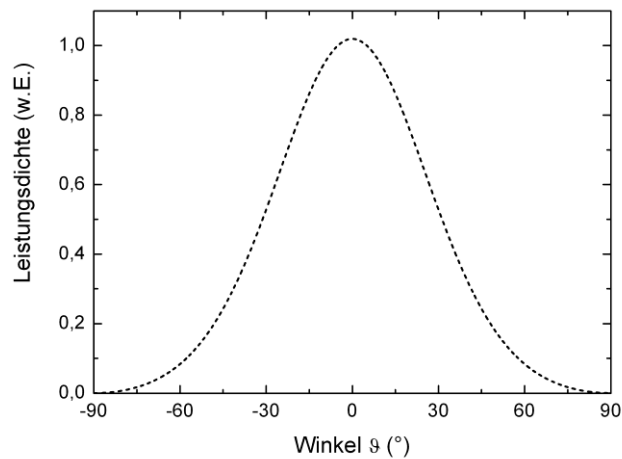


Abbildung 88: Abstrahlcharakteristik des Kristalls in ϑ -Richtung. (Kristallpolung: $58\mu\text{m}$, Radius der Resonatormode: $125\mu\text{m}$).

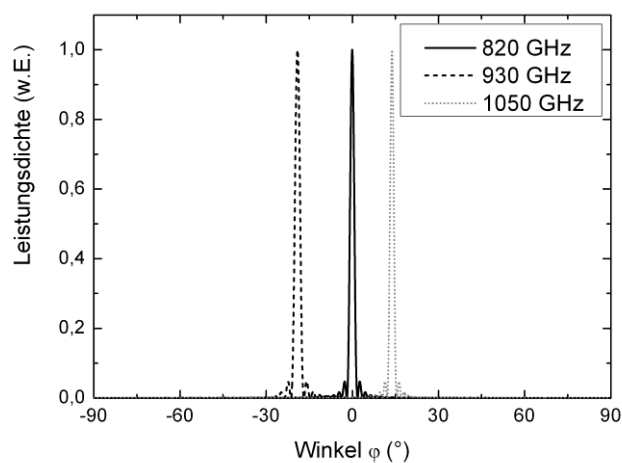


Abbildung 89: Abstrahlcharakteristik des Kristalls in ϕ -Richtung für unterschiedliche Frequenzen (Kristallpolung: $58\mu\text{m}$, Radius der Resonatormode: $125\mu\text{m}$).

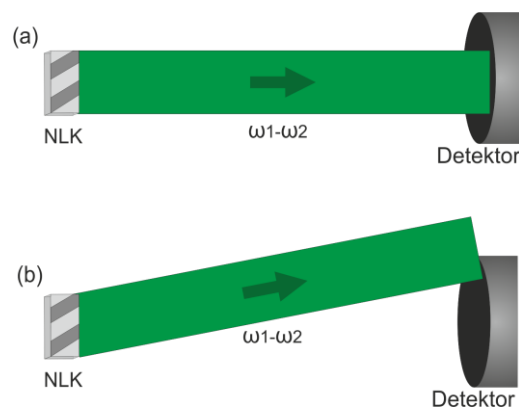


Abbildung 90: Illustration der Kristallabstrahlung in ϕ -Richtung für zwei unterschiedliche Frequenzen. Im Falle einer senkrechten Abstrahlung (a) kann die Leistung ungehindert den Detektor erreichen, während bei einer anderen Abstrahlrichtung nur ein Teil der erzeugten Welle vom Detektor aufgenommen wird.

Eine genaue Beschreibung setzt jedoch die Berücksichtigung der hohen Absorption innerhalb des Kristallmaterials voraus. Die Auswirkung ist in der Abbildung 91 für verschiedene Positionen innerhalb des Kristalls gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, dass eine effiziente Erzeugung nur dann möglich ist, wenn die Laserstrahlen nahe an der Kristalloberfläche durch den Kristall propagieren. Anderenfalls wird, gerade für höhere Frequenzen, ein Großteil der erzeugten Energie direkt vom Kristall absorbiert.

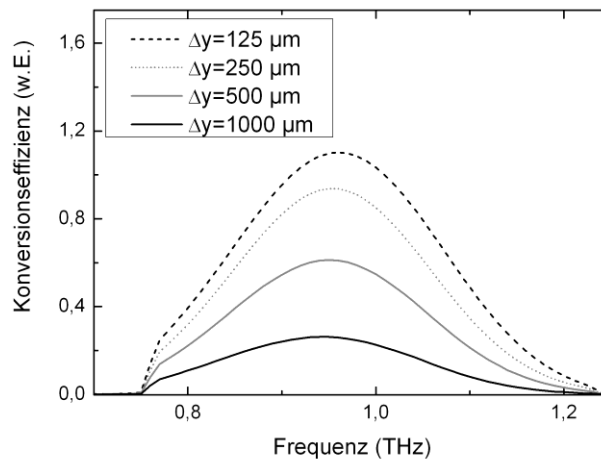


Abbildung 91: Frequenzverlauf der Konversionseffizienz (Kristallpolung: $58\mu\text{m}$, Auffangwinkel: 30°) für den Fall unterschiedlicher Abstände Δy der Resonatormode von der Kristallkante.

Ebenfalls wirkt sich die Größe der Lasermoden auf die Wandlungseffizienz aus. Im Falle einer großen Mode ist zwar die Erzeugungsregion größer, was vorteilhaft für einen DFG-Prozess ist, dafür ist jedoch die Lichtintensität geringer. Ebenfalls bedeutet eine größere Ausdehnung, dass mehr Kristallmaterial von der erzeugten THz-Strahlung durchquert werden muss und somit mehr Verluste durch Absorption auftreten. In der Abbildung 92 ist die resultierende Effizienz für drei unterschiedliche Strahldurchmesser gezeigt. Neben einer Zunahme an Effizienz aufgrund der höheren Intensität der Laserstrahlung ist auch einer Erhöhung der Phasenanpassungsbandbreite zu erkennen. Der Grund hierfür ist, dass bei kleinen Modendurchmessern nur wenige Periodenstrukturen der Kristalle für die THz-Erzeugung wirksam sind und somit einer verminderte Frequenzselektivität des Kristalls resultiert.

Während die hier angenommenen Strahlradian so hohe Werte aufweisen, dass diese über die Kristalllänge nur eine minimale Änderung erfahren, tritt bei stärkerer Fokussierung eine deutliche Abhängigkeit des Radius von der Position im Kristall auf. Somit resultieren zwar sehr hohe Intensitäten, dieses aber nur in einem kleinen Bereich. Um dieses zu untersuchen, wurden drei verschiedene Strahlradian ($5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$) für die Erzeugerwellen angenommen. Die resultierenden Intensitätsverläufe für einen Strahlradius von $25\mu\text{m}$ und $125\mu\text{m}$ sind in der Abbildung 93 gezeigt. Deutlich ist, dass für kleinere Radian eine reduzierte örtliche Ausdehnung des Generationsgebietes für die THz-Wellen resultiert.

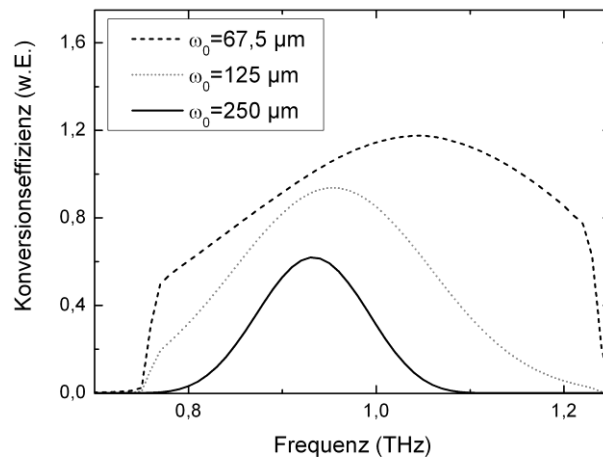


Abbildung 92: Frequenzverlauf der Konversionseffizienz (Kristallpolung: $58\mu\text{m}$, Auffangwinkel: 30°) für den Fall unterschiedlicher Strahlradien ω_0 der Resonatormode.

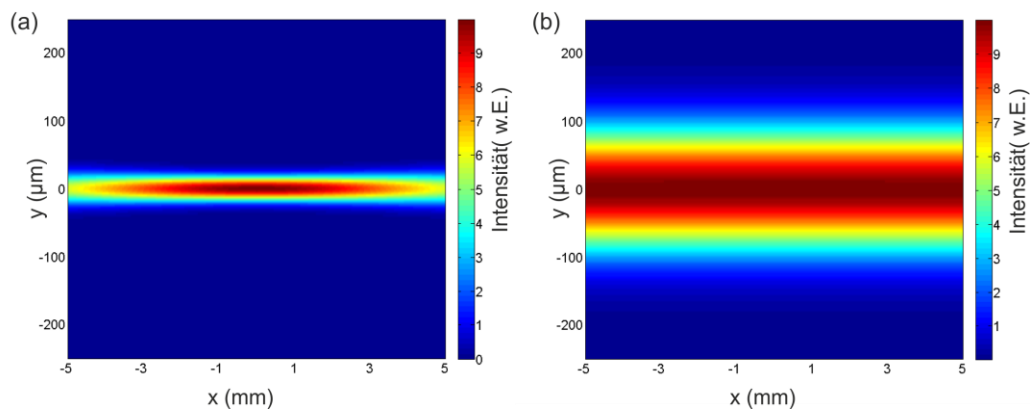


Abbildung 93: Intensitätsverläufe der infraroten Strahlung innerhalb des Kristalls für den Fall eines minimalen Strahlradius ω_0 von $25\mu\text{m}$ (a) und $125\mu\text{m}$ (b).

Die Auswirkung auf die Wandlungseffizienz ist in der Abbildung 94 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Effizienz für die starke Fokussierung trotz der höheren Intensität abnimmt, da auch das Generationsgebiet kleiner ist. Dafür wird aber die Bandbreite des Kristalls erhöht, da nun die destruktive Interferenz aufgrund der reduzierten Längen nicht mehr merklich auftritt. Der rapide Abfall der Flanken resultiert aus dem endlichen Auffangwinkel. Höhere bzw. tiefere Frequenzen werden nicht senkrecht von der Kristalloberfläche abgestrahlt sondern unter einem gewissen Winkel und somit erreicht nur ein Teil der Energie den Detektor.

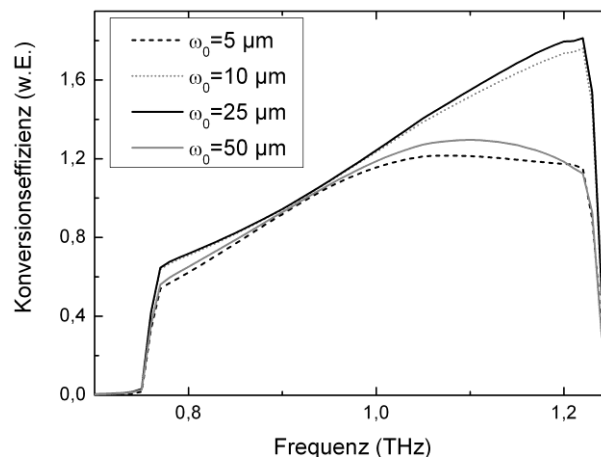


Abbildung 94: Frequenzverlauf der Konversionseffizienz (Kristallpolung: $58\mu\text{m}$, Auffangwinkel: 30°) für den Fall einer starken Fokussierung der Resonatormode und damit geringer Strahlradien ω_0 .

Bei diesen Betrachtungen ist zu beachten, dass die Kristalle eine endliche Zerstörschwelle aufweisen [102], d.h. die maximal zulässige Intensität innerhalb des Kristalls ist begrenzt. Somit eignet sich eine starke Fokussierung nur bei dem Einsatz geringer Leistungswerte. Da der Zugewinn an Wandlungseffizienz für kleinere Radien der Resonatormoden als $125\mu\text{m}$ nur marginal ausfällt, wird für die spätere experimentelle Realisierung ein Bereich des Modendurchmessers zwischen 200 und $400\mu\text{m}$ angestrebt.

5.1.6 Analyse aperiodisch gepolter Kristalle

Ein weiterer Ansatz der Kristallpolung besteht in der Wahl einer aperiodischen Struktur. Hierbei ändert sich die Polungsperiode über die Kristalllänge, was als Chirp bezeichnet wird [97]. Da die Polungsperiode zu einer stark ausgeprägten Frequenzcharakteristik führt, kann somit über eine variable Polungsperiode eine erhöhte Phasenanpassungsbandbreite des Kristalls erreicht werden. Dieses ermöglicht beispielsweise eine durchstimbare THz-Quelle, in welcher ein einzelner, bandbreiter Kristall integriert ist.

Hier wird exemplarisch die Wandlungseffizienz eines Kristalls untersucht, dessen Polungsperiode über die Kristalllänge (10 mm) linear von $50\mu\text{m}$ auf $66\mu\text{m}$ ansteigt. In der Abbildung 95 ist die resultierende Effizienz gezeichnet. Der Vergleich mit dem ungechirpten Verlauf zeigt jedoch, dass dabei eine höhere Effizienz auftritt, obwohl der untersuchte Kristall nur einen leichten Chirp aufweist. Es ist demnach abzuwägen, ob eine möglichst hohe Leistung in einem engen Spektralbereich oder eine vergrößerte Bandbreite von größerer Bedeutung ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden deshalb periodisch gepolte Kristalle für die intrakavitäre Nutzung eingesetzt, um eine möglichst hohe Effizienz zu erreichen.

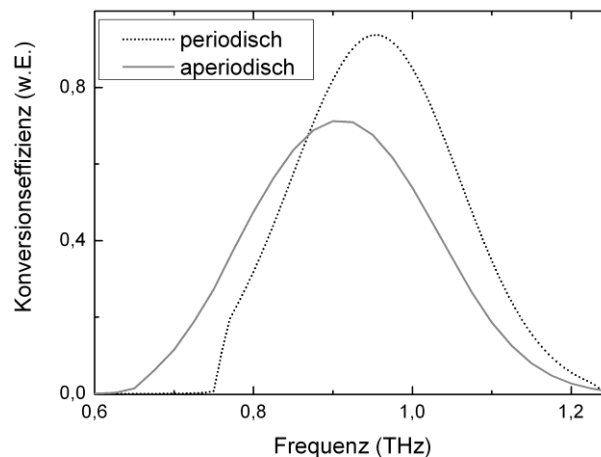


Abbildung 95: Frequenzverlauf der Konversionseffizienz einer aperiodische Kristallpolung (die Periode steigt von 50 μm auf 66 μm an) und einer periodischen Polung (Periode 58 μm) für einen Auffangwinkel von 30° .

5.2 VECSEL

VECSEL (engl. vertical-cavity-surface-emitting-laser) sind eine relativ neue Klasse von Lasern, die viele Eigenschaften von konventionellen kantenemittierenden Halbleiterlasern mit jenen von kristallbasierten Festkörperlasern verbinden [103]. Der VECSEL selbst stellt im Grunde genommen einen aktiven Spiegel dar, d.h. er reflektiert Licht und verstärkt dieses dabei und erfüllt somit zwei Funktionen innerhalb der Laserkavität. Realisiert wird der VECSEL durch eine eindimensionale Schichtenfolge, die durch epitaktisches Wachstum aus Halbleiterschichten erzeugt wird. Diese bilden einen Braggspiegel, der eine hohe, frequenzselektive Reflektivität aufweist. Auf diesem sind Quantenfilme gewachsen, deren Gewinn ausreicht, um die Verluste in der Struktur zu kompensieren. Dabei werden die Quantenfilme optisch angeregt, um eine Besetzungsinversion erreicht. Wird die Kavität über einen geeigneten externen Spiegel vervollständigt und ist der Gewinn hinreichend groß, beginnt über stimulierte Emissionsprozesse die Laseraktivität. Die schematische Struktur eines VECSELs ist in der Abbildung 96 gezeigt.

Die wesentlichen Vorteile dieses Laserkonzeptes im Vergleich zu kantenemittierenden Halbleiterlasern ist, dass VECSEL ein zirkuläres Strahlprofil hoher Güte aufweisen, da die räumliche Lasermode über die externen Spiegel wohl definiert eingestellt werden kann. Ebenfalls sind diese Laser aufgrund der eindimensionalen Struktur des VECSELs in der Fläche skalierbar. Somit kann die Größe der Mode und des gepumpten Bereiches – in gewissen Grenzen – in der Fläche vergrößert werden um höhere Ausgangsleistungen zu erreichen. Begrenzend ist diese Skalierbarkeit durch thermische Effekte [104]. Schließlich können intrakavitäre Elemente wie nichtlineare Kristalle

innerhalb des Resonators platziert werden, um von den dort vorherrschenden hohen Intensitäten zu profitieren.

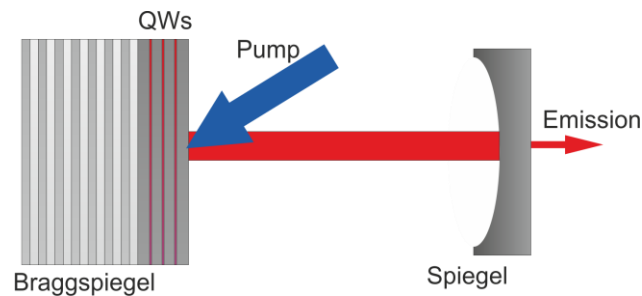


Abbildung 96: Struktur eines VECSELs: Auf einem Braggspiegel sind Quantenfilme (QWs) aufgebracht, welche optisch gepumpt werden. Ein externer Spiegel vervollständigt den Resonator.

VECSEL weisen eine hohe Bandbreite des Gewinns im Bereich mehrere zehn Nanometer auf [103] und können über das Design der Quantenfilme in ihrer spektralen Emissionswellenlänge – innerhalb der durch das Materialsystem vorgegeben Grenzen – frei eingestellt werden. Bisher wurden VECSEL mit Emissionswellenlängen beginnend bei 660 nm bis 2,3 μm [104] realisiert. Über intrakavitäre Frequenzverdopplung sind ebenfalls die Bereiche des sichtbaren Lichtes [105] sowie des Ultravioletten zugänglich [106].

5.2.1 Thermisches Verhalten

Für die hier dargestellten Ergebnisse wurde ein Gallium-Aluminiumarsenid (GaAlAs)-VECSEL eingesetzt, der bei einer Emissionswellenlänge um 1030nm emittiert und dessen genauere Schichtenfolge in [107] näher beschrieben wird. Dieser ist auf einem Stück Diamant gebondet, welches als Wärmespreizer fungiert [108]. Für einen Abtransport der Wärme wird der Diamant auf einer wassergekühlten Kupferwärmesenke gepresst, deren Temperatur über den Wasserfluss kontrolliert wird. Somit kann über eine Änderung der Kupferhaltertemperatur eine Variation der Betriebstemperatur des VECSELs erreicht werden. Diese ergibt sich als Funktion der in der Struktur dissipierten Leistung, des thermischen Widerstandes sowie der Haltertemperatur gemäß:

$$T_{\text{VECSEL}} = T_{\text{Halter}} + R_{\text{therm}} \cdot P_{\text{diss}}. \quad (5.47)$$

Um auch bei hohen Pumpleistungen einen effizienten Betrieb zu ermöglichen, ist somit der Wert für den thermischen Widerstand R_{therm} möglichst gering zu halten. Aus diesem Grunde wird der VECSEL auf einem Diamant-Wärmespreizer aufgebracht, da Diamant eine sehr hohe thermische Leitfähigkeit aufweist, während das Halbleitermaterial selbst (AlGaAs) die Wärme nur relativ schlecht leitet [103]. Würde die VECSEL-Struktur auf einen Halbleiterwafer, typischerweise 400 μm dick, aufgewachsen werden und dieser rückseitig auf den Diamant gebondet werden, würde die VECSEL-Temperatur schon

bei geringen Leistungen sehr hohe Werte annehmen. Aus diesem Grunde sind solche sogenannten Top-Emitter für einen Dauerstrichbetrieb nur bedingt geeignet [103].

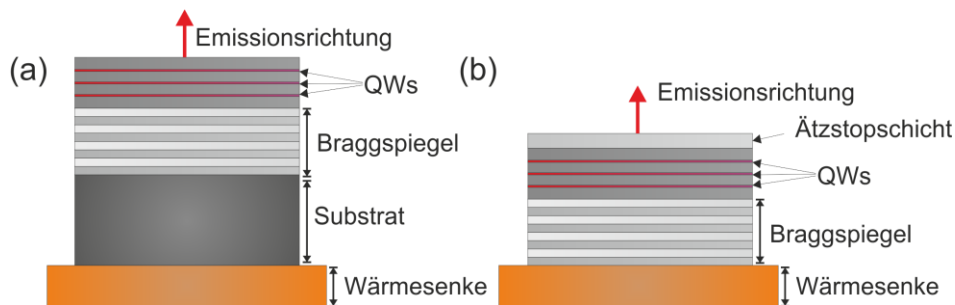


Abbildung 97: Aufbau eines Top-Emitters (a) bei dem zwischen Wärmesenke und VECSEL-Struktur das Halbleitersubstrat verbleibt und eines Bottom-Emitters (b), bei dem die VECSEL-Struktur direkt auf die Wärmesenke gebondet ist.

Als Alternative wird auf das Konzept des Bottom-Emitters zurückgegriffen [103]: Hier wird die VECSEL-Struktur quasi invers auf dem Halbleiter aufgewachsen. Zunächst wird jedoch eine Ätzstoppschicht aufgebracht, die ein späteres Abätzen des Substratmaterials ermöglicht. Diese erzeugte Struktur wird mit der Oberseite auf den Diamant gebondet und danach wird das Substrat bis zur Ätzstoppschicht abgeätzt. Es resultiert eine nur wenige μm dicke Halbleiterschicht, die direkt mit dem thermisch hochleitfähigen Diamant verbunden ist. Somit kann die Wärme effektiv abtransportiert werden und der thermische Widerstand der Struktur fällt gering aus. Schematisch ist das Konzept des Top- und Bottom-Emitters in der Abbildung 97 gezeigt.

Trotz dieser Maßnahmen liegt in den thermischen Eigenschaften der Struktur meist die Limitation für die erreichbaren Ausgangsleistungen. Da nur ein Teil der Pumpenergie in emittierte Laserenergie umgewandelt wird, der Rest geht beispielsweise durch nichtstrahlende Rekombinationsprozesse verloren, folgt aus einer höheren Pumpleistung auch eine erhöhte dissipierte Leistung. Somit heizt sich die Struktur für hohe Pumpleistungen stärker auf, was zwei Effekte verursacht. So schiebt zum einen das Gewinnmaximum der Quantenfilme mit zunehmender Temperatur zu längeren Wellenlängen und zum anderen erfährt auch die Mikrokavitäts-Resonanz, welche durch den Braggspiegel und den Halbleiter-Luft-Übergang der VECSEL-Struktur bestimmt wird, eine temperaturbedingte Rotverschiebung [108]. Beide Prozesse haben jedoch unterschiedliche Änderungsraten und damit tritt für eine bestimmte Temperatur ein optimaler Überlapp aus Gewinn und Mikrokavitäts-Resonanz auf. Für höhere Temperaturwerte nimmt die Effizienz deutlich ab, da hier neben einem schlechteren Überlapp auch die nichtstrahlenden Rekombinationsprozessen zunehmen und den Gewinn vermindern [108]. In der Folge weist die Leistungskurve eines VECSELS einen Punkt auf, an dem die Emissionsleistung des Lasers ein Maximum erfährt. Für höhere Leistungen geht diese zurück und folglich wird dieser Punkt als Überrollpunkt bezeichnet [108].

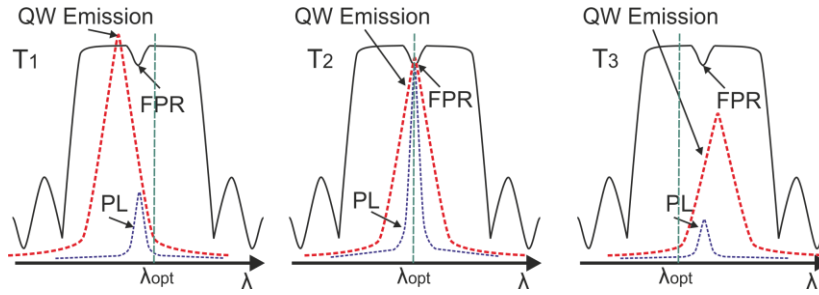


Abbildung 98: Schematische Darstellung des thermischen Überrollens nach [108]: Je nach Temperatur der VECSEL-Struktur erfährt die Quantenfilm-Emission und die Mikrokanal-Resonanz (auch als Fabry-Pérot-Resonanz (FPR) bezeichnet) eine unterschiedlich starke Rotverschiebung. Im Falle der optimalen Betriebstemperatur (T_2) überlappen diese beiden Bereiche und die optimale Effizienz resultiert.

Es liegt also nahe, dass eine Erhöhung der VECSEL-Effizienz vor allem durch eine Optimierung der thermischen Parameter möglich ist. Während hierzu verschiedene Ansätze untersucht werden, etwa die Verwendung einer intrakavitären Wärmesenke [108] oder eine reduzierte Anzahl an Braggspiegelpaaren und somit einer geringeren Halbleiterschichtdicke, kann durch einfache Mittel eine direkte Leistungssteigerung erfolgen. Wie in [109] gezeigt wurde, bestimmt das räumliche Profil des Pumpspots maßgeblich die lokale Erwärmung der VECSEL-Struktur. Wird anstelle einer gaußförmigen Leistungsverteilung eine eher konstante Pumpleistungsdichte (auch Super-Gaußprofil genannt) auf den VECSEL appliziert, steigt sich die Effizienz, da die lokale Aufheizung im Zentrum des Pumpspots reduziert wird. Somit kann durch eine leichte Veränderung der Pumpoptik eine deutliche Leistungssteigerung erreicht werden [109].

5.2.2 Zwei-Farb-Betrieb

Es konnte bereits gezeigt werden, dass VECSEL in einem Zwei-Farb-Modus betrieben werden können [110]. Hierbei wird ein intrakavitäres Frequenzfilterelement, beispielsweise ein Etalon, eingesetzt, welches bestimmte Moden mit hoher Transparenz passieren lässt, während andere stark abgeschwächt werden. Im Falle eines Etalons wird diese Modenselektion von Fabry-Pérot-Reflexionen hervorgerufen. Für bestimmte Frequenzen interferieren diese derart, dass das Etalon für diese transparent wird. Die resultierende Transmissivität, die in der Abbildung 99 schematisch gezeichnet ist, kann in Abhängigkeit der Reflektivität der Grenzflächen R , der Dicke L , des Brechungsindex n , des Winkels zwischen Propagationsrichtung der Welle und Flächennormalen θ und der Wellenlänge λ wie folgt beschrieben werden [26]:

$$T(\lambda) = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} nL \cos(\theta)\right)}. \quad (5.48)$$

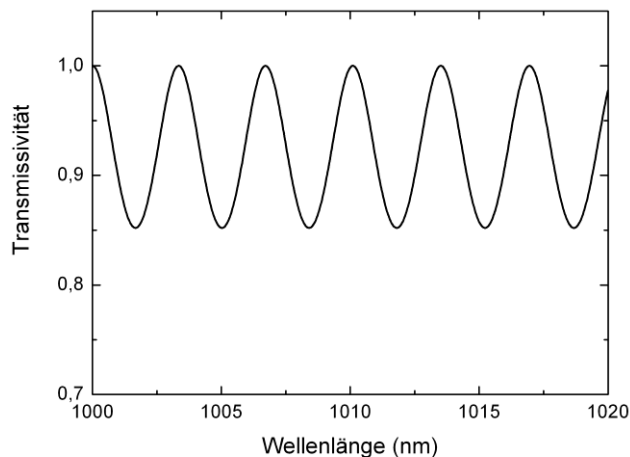


Abbildung 99: Verlauf der Transmissivität eines Etalons aus 100 µm dicken Glas, welches einen Brechungsindex von 1,5 aufweist, bei senkrechtem Einfall.

Da für die Erzeugung der THz-Wellen der relative Abstand zwischen den Laserlinien und nicht deren absolute Wellenlängenposition relevant ist, stellt der Parameter des freien Spektralbereich (eng. free-spectral-range, (FSR)), der den Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten Transmissionsmaxima angibt, die wichtigste Kenngröße für die hiesigen Betrachtungen dar:

$$\Delta f = \frac{c_0}{2nL\cos(\theta)}. \quad (5.49)$$

Beispielsweise weißt ein 100 µm dickes Quarzglasplättchen eine FSR von etwa 1 THz auf. Anhand (5.49) ist zu erkennen, dass eine leichte Drehung des Etalons zu einer Durchstimmbarkeit der FSR führt. Der relevante Winkel θ ist hierbei allerdings der interne Winkel ist, der durch Brechung an der Grenzfläche aus dem externen resultiert und somit kleiner ausfällt. Ein Kippen des Etalons um 45° relativ zu der Lasermode resultiert damit lediglich in einer Änderung der FSR von etwa 15 %.

Interessant hierbei ist, dass eine Drehung des Etalons zu einer Vergrößerung der FSR führt. Aus geometrischen Gesichtspunkten könnte man erwarten, dass die effektive optische Länge vergrößert wird und der FSR somit abnimmt. Der Grund für eine Zunahme des FSB ist, dass nicht die effektive optische Dicke des geneigten Glases sondern die Phasenlage der Mehrfachreflexe untereinander den Transmissivitätsverlauf vorgibt [26].

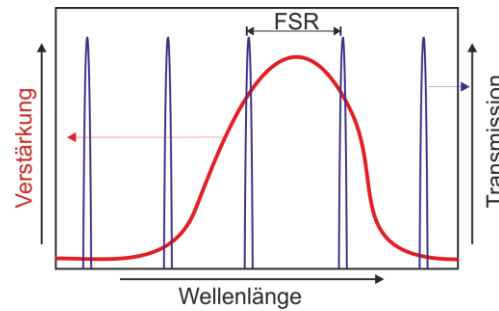


Abbildung 100: Filterungswirkung des Etalons: Dieses weist, vorgegeben durch dessen FSR, Bereiche maximaler Transmission auf. Die Emissionswellenlänge wird somit aus der Kombination der Etalon-Transmission und des Gewinnverlaufs der Quantenfilme bestimmt.

Das Etalon ruft innerhalb der Kavität eine kammartige Filterung für die im Laser anschwingbaren Moden hervor. Diejenigen Wellenlängen werden emittiert, für die sowohl ein hoher Gewinn vorliegt als auch eine hohe Transmission durch das Etalon. Schematisch ist dieses in Abbildung 100 skizziert. Da das Gewinnmaximum mit der Temperatur eine Rotverschiebung erfährt, kann bei konstant gehaltenem Etalon über eine höhere Haltertemperatur oder erhöhte Pumpleistung eine Situation eingestellt werden, in der der Gewinn für zwei Transmissionsfenster in etwa gleichgroß ist. In diesem Fall kann eine Zwei-Farben-Emission erfolgen. Trifft das Gewinnmaximum dagegen auf ein Transmissionsfenster, so wird in der Regel nur eine Farbe emittiert, da der Nettogewinn für die benachbarten Fenster geringer ausfällt.

In der Realität wird ein Etalon über zwei planparallele Flächen gebildet. Oftmals wird einfachhalthalber ein Stück Glas oder ein Kristall eingesetzt, ohne dass dessen Facetten mit einer dielektrischen Spiegelschicht versehen sind. Die resultierende Filterwirkung wird hierdurch vermindert, da der Unterschied zwischen Transmissionsmaxima und -minima im Falle von Quarzglas sich lediglich um 8 % unterscheiden. Der Einsatz innerhalb der Kavität potenziert diese Verluste jedoch stark. Gerade der Einsatz von hochreflektiven Spiegeln mit einer Transmission von weniger als Eintausendstel hebt die Filterwirkung hervor. Problematisch an höheren Reflektivitäten der Grenzflächen, die leicht über eine dielektrische Beschichtung erreicht werden kann, ist der hierbei auftretende erhöhte Verlust. Reale Etalons weisen einen gewissen Winkelfehler und somit eine nichtideale Planparallelität auf und der resultierende Verlust skaliert mit der Reflektivität der Seitenwände [26].

Da für die nichtlineare THz-Erzeugung sehr hohe intrakavitäre Leistungen bevorzugt werden, sind die generellen Verluste der Resonatorelemente zu minimieren und somit werden für die hier dargestellten Experimente unbeschichtete Quartglasplättchen eingesetzt. Für die Erzeugung der THz-Frequenzen um 1 THz und 1.9 THz werden jeweils 100 μm bzw. 40 μm dicke Etalons gewählt, welche einen Zwei-Farb-Betrieb des VECSELS bei der gewünschten Wellenlängendifferenz ermöglichen. Ein experimentell aufgenommenes Spektrum im Zwei-Farb-Betrieb eines VECSELS ist in der Abbildung 101 gezeigt.

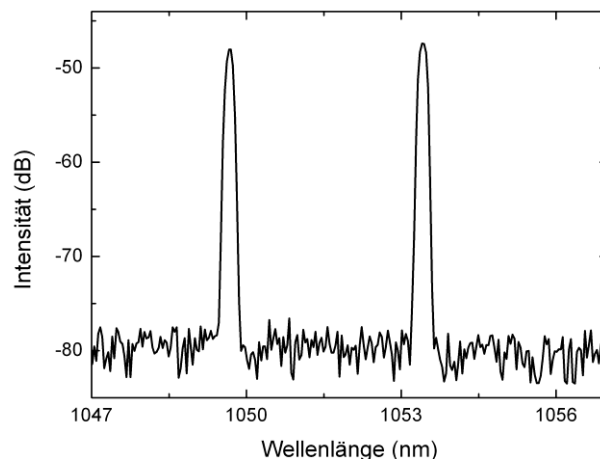


Abbildung 101: Typisches Spektrum eines VECSELs im Zwei-Farb-Betrieb, welcher durch ein 100 μm dickes Quarzglasplättchen, welches als Etalon eingesetzt wird, ermöglicht wird.

5.3 Integration des Kristalls in die Kavität

Um eine leistungsstarke Erzeugung von Dauerstrich-THz-Strahlung zu ermöglichen, wird das Konzept des Zwei-Farben-VECSELs mit jenem der periodisch gepolten, oberflächenemittierenden Kristalle verbunden. Die hohen Intensitäten innerhalb des Laserresonators ermöglichen dabei in Kombination mit der optimierten Wandlungseffizienz der Kristalle eine THz-Emission im Bereich einiger Milliwatt. Die hohen Leistungen verursachen jedoch ebenfalls eine lokale Aufheizung innerhalb des Kristalls, welche eine thermische Linsenwirkung zur Folge hat. Damit werden die Modenform und die Strahlparameter der Resonatormode leistungsabhängig verändert. Es ist demnach zunächst erforderlich, eine Beschreibung und Abschätzung der Linsenwirkung durchzuführen um hieraus folgernd unterschiedliche Kavitäten in Hinblick auf deren Resistenz gegen den thermischen Linseneffekt zu charakterisieren.

5.3.1 Thermische Linsenwirkung

Während das verwendete Kristallmaterial, Lithiumniobat, eine äußerst hohe optische Transparenz aufweist, so verschwindet der optische Absorptionskoeffizient nicht vollständig. Für Wellenlängen um 1030 nm nimmt dieser etwa einen Wert von etwa 10^{-3} cm^{-1} an [100]. Dieses bedeutet, dass über eine Kristalllänge von 10 mm eine Absorption von bis zu 0,1% der optischen Leistung auftritt. Wenngleich dieses für eine hohe Transparenz des Kristalls spricht, so verursacht die hohe intrakavitäre Leistungsdichte von bis zu 1 MW/cm^2 eine merkliche Auswirkung auf die Kristalltemperatur. Unter Berücksichtigung des gaußförmigen Intensitätsprofils der Resonatormode folgt ein deutlicher Temperaturgradient. In der Mitte der Mode

resultiert eine höhere Temperatur, die dann zu den Seiten hin abnimmt. Eine erhöhte Kristalltemperatur hat dabei eine Änderung des lokalen Brechungsindex zur Folge, welche über die Temperaturabhängigkeit des Materials dn/dT beschrieben werden kann [111]. Dieses entstehende Profil des lokalen Brechungsindex führt zu dem Ausbilden einer thermischen Linsenwirkung für die optischen Wellen [111].

Im Falle von Lithiumniobat nimmt der Faktor dn/dT einen Wert von $37 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ an [100]. Bei Kenntnis des Wärmetransportkoeffizienten ($K_{c, \text{LiNbO}_3} = 4 \text{ W/(m K)}$ [100]) ist damit eine Abschätzung der resultierenden Fokusslänge möglich [111]:

$$f(P) = \frac{\pi K_c \omega^2}{P \frac{dn}{dT}} \frac{1}{1 - \exp(-\alpha L)} . \quad (5.50)$$

Hierbei beschreiben die Parameter α und L den Absorptionskoeffizienten und die Länge des Kristalls, K_c und dn/dT die materialtypischen Eigenschaften, ω die Größe der Resonatormode und P die intrakavitäre Leistung. Für eine Leistung von 250 W und ein Strahlradius ω von 150 μm kann die Brennweite der thermischen Linse mit 3 cm abgeschätzt werden. Diese starke Fokusswirkung muss bei der Kavitätsberechnung berücksichtigt werden, um diese auch bei höheren Leistungen stabil betreiben zu können.

5.3.2 Resonatorberechnung

Zur Beschreibung des Linseneffekts bei der Resonatorberechnung muss die sich im Laserresonator ausbildende Mode analysiert werden. Generell kann die Ausbreitung von Licht über Gaußstrahlen beschrieben werden, welche sich als Lösung der Wellengleichung für den Fall, dass als Ansatz eine positionsabhängige Amplitude $\Psi(x, y, z)$ gewählt wird, ergeben. In diesem Fall kann ein in z -Richtung propagierender Strahl mit der Wellenzahl k durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$\bar{E}(x, y, z) = \bar{\Psi}(x, y, z) \exp(-ikz) . \quad (5.51)$$

Wird dieser in die homogenen Wellengleichung (5.6) eingesetzt, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Produktregel:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta z^2} \right) \exp(-ikz) + k^2 \bar{\Psi} \exp(-ikz) \\ & - 2ikz \frac{\delta \bar{\Psi}}{\delta z} \exp(-ikz) - k^2 \bar{\Psi} \exp(-ikz) = 0. \end{aligned} \quad (5.52)$$

Unter der Annahme einer kleinen Änderung von Ψ nach z im Vergleich zu der transversalen Änderung:

$$\frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta y^2} \gg \frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta z^2}, \quad (5.53)$$

resultiert die paraxiale Wellengleichung [26]:

$$\frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \bar{\Psi}}{\delta y^2} - 2ik \frac{\delta \bar{\Psi}}{\delta z} = 0. \quad (5.54)$$

Eine Lösung hiervon ist gegeben über [26]:

$$\begin{aligned} \bar{\Psi} = & \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2}} \exp \left(- \frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2\right)} \right) \\ & \cdot \exp \left(i \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right) - \frac{i \pi (x^2 + y^2)}{\lambda z \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2\right)} \right). \end{aligned} \quad (5.55)$$

Dabei bezeichnet ω_0 den minimalen Strahlradius, auch Strahltaille genannt, und λ die Wellenlänge. Um diesen Ausdruck in handhabbare Terme aufzuspalten werden die folgenden Definitionen eingeführt [26]:

- Die Rayleigh-Länge z_0 ist die Länge, nach der sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert hat:

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}. \quad (5.56)$$

- Der Strahlradius $\omega(z)$ gibt den Abstand zu Ausbreitungsachse an, an dem die Amplitude auf das 1/e-fache abgefallen ist:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2}. \quad (5.57)$$

- Der Krümmungsradius der Wellenfronten ist gegeben über:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right). \quad (5.58)$$

- Die Gouy-Phase $\phi(z)$, welche die Phasenänderung der Welle beim Durchlaufen von $z=0$ verglichen mit einer ebenen Welle beschreibt, ist definiert durch:

$$\phi(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (5.59)$$

Mit diesen Größen vereinfacht sich der Ausdruck (5.55) zu:

$$\begin{aligned} \bar{E}(x, y, z) = & \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega(z)^2} \right) \exp \left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right) \\ & \cdot \exp(i\phi(z)) \exp(-ikz). \end{aligned} \quad (5.60)$$

Um die Propagation von Gaußstrahlen durch Medien und optische Komponenten effektiv beschreiben zu können, wird der komplexe Strahlparameter $q(z)$ eingeführt:

$$\bar{q}(z) = z + iz_0. \quad (5.61)$$

Dieser ermöglicht es, mittels der so genannten ABCD-Matrizen optische Systeme mittels vier skalarer, komplexer Parametern (A, B, C und D) zu charakterisieren [112]:

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (5.62)$$

Sind diese bekannt, so ergibt sich der Strahlparameter $q(z_1)$ nach Durchlauf des Elementes mit der Matrix M aus dem ursprünglichen Parameter $q(z_2)$:

$$\bar{q}(z_2) = \frac{A \bar{q}(z_1) + B}{C \bar{q}(z_1) + D}. \quad (5.63)$$

Im Falle des Durchlaufes von N kaskadierter Elemente mit M_1 , bis M_N kann die Gesamtstrecke durch die resultierende Matrix, welche aus einfacher Multiplikation der Einzelmatrizen entsteht, beschrieben werden:

$$M_{ges} = \prod_{g=1}^N M_g. \quad (5.64)$$

Um mit diesen Vorgehen Resonatoren zu beschreiben, ist in der Regel nur eine geringe Anzahl an unterschiedlichen Komponenten erforderlich, deren ABCD-Matrizen im Folgenden aufgeführt sind:

- Durchlauf einer Strecke mit Länge L und Brechungsindex n :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.65)$$

- Durchlauf einer Linse mit Brennweite f :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.66)$$

- Reflexion an einem gekrümmten Spiegel mit Krümmungsradius R :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.67)$$

Weitere Matrizen werden unter anderem in [112] beschrieben.

Um hiermit die sich ausbildende Resonatormode zu berechnen, wird die Bedingung aufgegriffen, dass die Mode nach Durchlauf der Gesamtsystems wieder die gleiche Form annehmen muss. D.h. nach Durchlauf des Systems mit M_{ges} muss gelten [112]:

$$\bar{q}(z') = \frac{A_{ges}\bar{q}(z) + B_{ges}}{C_{ges}\bar{q}(z) + D_{ges}}. \quad (5.68)$$

Hierzu wird eine Position z_I , an der die Mode berechnet werden soll, als Startposition ausgewählt und anschließend die Matrizen der Resonatorelemente hin und zurück durchlaufen, bis wieder die Position z_I erreicht ist.

Ist die Gesamtmatrix von z_I beginnend berechnet, folgt somit für den Strahlparameter der Mode an der Stelle z_I :

$$\bar{q}_1 = \frac{1}{2}C_{ges} \left(A_{ges} - D_{ges} + \sqrt{(D_{ges}^2 - 2D_{ges}A_{ges} + A_{ges}^2 + 4C_{ges}B_{ges})} \right). \quad (5.69)$$

Der Resonator ist in denjenigen Bereichen stabil, in denen der Strahlparameter einen nichtverschwindenden Imaginärteil aufweist. Ein verschwindender Imaginärteil würde auch eine verschwindende Rayleigh-Länge und damit eine unbeschränkte Divergenz der Strahlung bedeuten, d.h. es könnte sich keine stabile Mode ausbilden. Somit werden diejenigen Resonatorparameter, welche eine stabile Mode ermöglichen, als Stabilitätsbereiche des Resonators bezeichnet [112].

Mittels dieser dargestellten Grundlagen der ABCD-Matrizen ist es möglich, die Stabilitätseigenschaften von Resonatoren zu analysieren. Um den Effekt der thermischen Linsenwirkung innerhalb des Kristalls hierbei zu berücksichtigen, muss für diese ebenfalls eine ABCD-Darstellung aufgestellt werden. Hierbei wird der Kristall als optisch dichtes Medium mit Brechungsindex n_k und Länge L_k beschrieben, welches zusätzlich eine Linsenwirkung f_k aufweist. Als geeignete ABCD-Matrix-Darstellung wird somit gewählt:

$$M_K = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_K}{2n_K} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_K} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_K}{2n_K} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.70)$$

Neben der Frage nach Stabilität des Resonators ist für die Lasertätigkeit insbesondere auch die Größe der Resonatormode auf der VECSEL Oberfläche von besonderem Interesse, da diese einen guten Überlapp mit der Größe des Pumpspots aufweisen muss. Fällt diese zu klein aus, so treten höhere transversalen Moden auf. Ist die Mode größer als der Pumpspot, so resultiert eine geringere Lasereffizienz. Ebenfalls von Bedeutung ist die Größe der Mode innerhalb des Kristalls, da deren Größe zum einen die Wandlungseffizienz des Kristalls beeinflusst und zum anderen Auswirkungen auf die Fokusslänge der thermischen Linse hat.

Diese ABCD-Beschreibung ermöglicht, verschiedene Resonatoren in Hinblick auf ihre Eignung für die THz-Quelle zu untersuchen. Im Folgenden werden Simulationsergebnisse dargestellt, welche für drei verschiedene Resonatorkonfigurationen die Abhängigkeit der Resonatormoden an der VECSEL-Oberfläche und innerhalb des Kristalls von der thermischen Linsenwirkung beschreiben. Als Resonatorkonfiguration werden eine lineare Kavität (LK), eine V-Kavität welche über den VECSEL gefaltet wird, (VK1) und eine V-Kavität, welche über einen gekrümmten Spiegel gefaltet wird, (VK2) untersucht. Diese Konfigurationen sind in der Abbildung 102 skizziert.

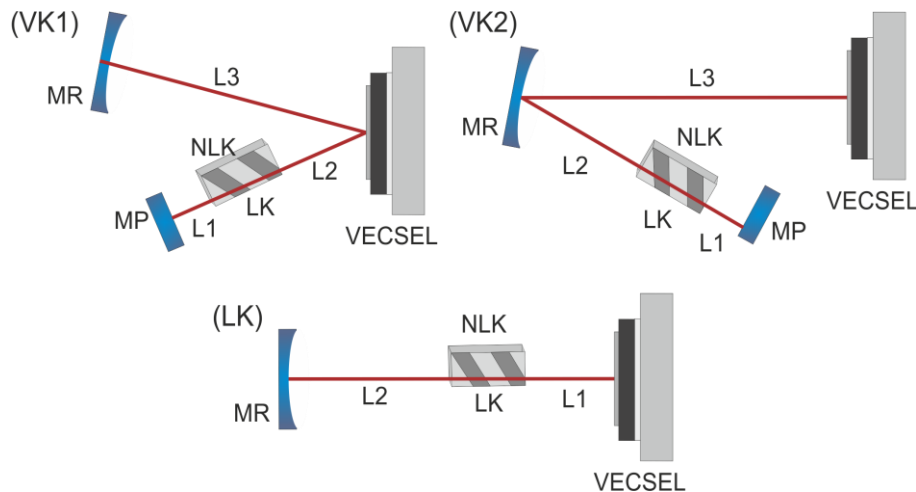


Abbildung 102: Darstellung der untersuchten Resonatorkonfigurationen mit Angabe der relevanten Längenparameter.

Als einen Vorgabewert für die Resonatoren ist die Größe des Pumpflecks auf der VECSEL-Oberfläche zu sehen. Dieser sollte, um die verfügbare Pumpleistung optimal auszunutzen, einen Durchmesser von etwa $540\ \mu\text{m}$ aufweisen. Darüber hinaus wird für die Modengröße innerhalb des Kristalls als obere Grenze ein Wert für den Strahlradius von etwa $200\ \mu\text{m}$ festgesetzt. Die begrenzte Höhe des Kristalls ($1\ \text{mm}$) würde für größer ausgeprägte Moden zu einem Verlust durch Beugung an den Kanten führen. Um die Intensitäten im moderaten Bereich zu halten, wird ferner ein unterer Wert von etwa $100\ \mu\text{m}$ angesetzt.

Im Falle der Konfiguration VK1 kann über Einstellung der Länge $L1$, $L2$ und des Krümmungsradius R geeignete Werte aufgefunden werden. Die Strahlradien auf dem VECSEL und innerhalb des Kristalls sind für eine konstante Länge $L1$ von $5\ \text{mm}$ und einem Krümmungsradius von $25\ \text{cm}$ für eine Variation der Länge $L2$ in der Abbildung 103 gezeigt. Zu erkennen ist, dass im Bereich von $L2=75\ \text{mm}$ geeignete Kavitätsparameter entstehen. Für diese Werte wird die Auswirkung des Linseneffekts analysiert. Die Abbildung 104 zeigt den Verlauf der Strahlradien über die Brennweite der thermischen Linse. Bereits ab Werte von $f_T=30\ \text{cm}$ ist eine deutliche Auswirkung auf die Strahlparameter erkennbar. Für $f_T=25\ \text{cm}$ bricht die Stabilität der Kavität zusammen. Aufgrund der Abschätzung aus Abschnitt 5.3.1 ist für hohe intrakavitäre Leistungen eine Brennweite von wenigen Zentimetern zu erwarten. Somit ist die Kavität VK1 für die Erzeugung hoher THz-Leistungen ungeeignet. Interessant ist allerdings, dass für noch höhere Fokuswirkungen der thermischen Linse ein zweiter Stabilitätsbereich auftritt. So resultieren für $f_T=2\ \text{cm}$ wiederum ein Strahlradius auf dem VECSEL, der mit dem Pumpfleck überlappt.

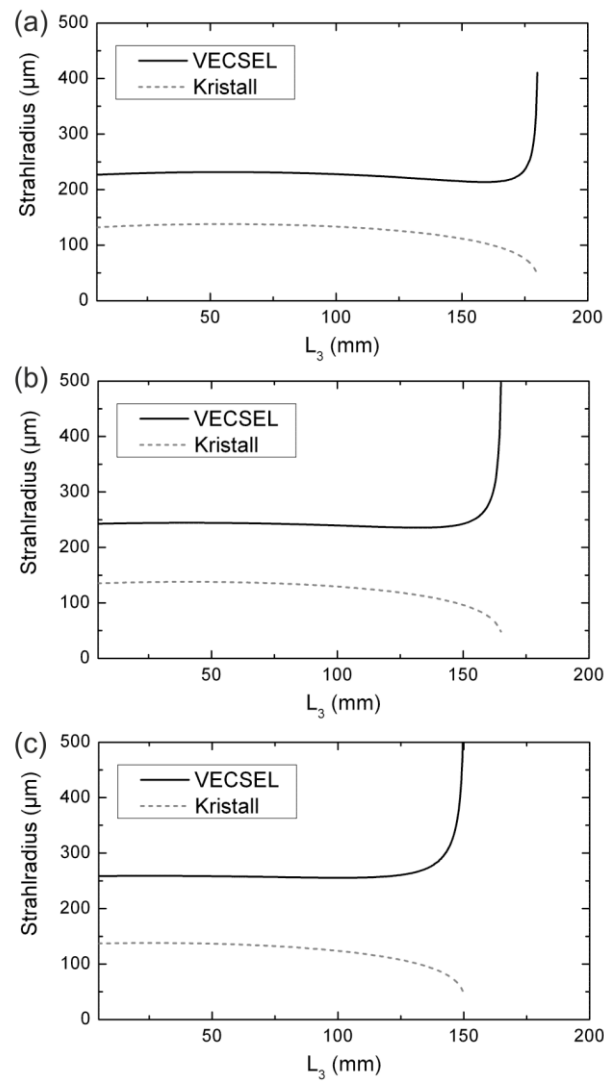


Abbildung 103: Konfiguration VK1: Verläufe der Strahlradien an der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall in Abhängigkeit der Länge L_3 ohne Berücksichtigung der thermischen Linsenwirkung. Die anderen Kavitätswerte sind: $L_k=10 \text{ mm}$, $L_1=5 \text{ mm}$, $R=250 \text{ mm}$, $L_2=60 \text{ mm}$ (a), $L_2=75 \text{ mm}$ (b) und $L_2=90 \text{ mm}$ (c).

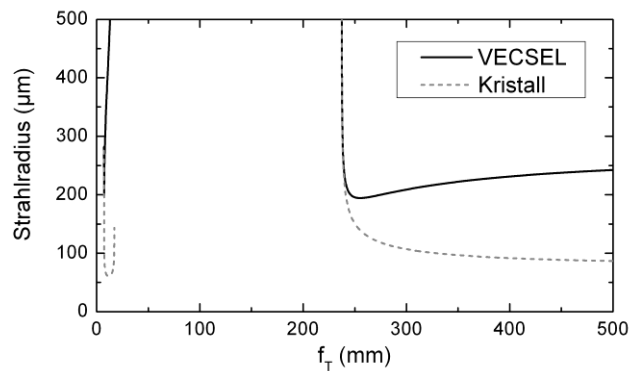


Abbildung 104: Konfiguration VK1: Auswirkung der thermischen Linse mit der Fokallänge f_T auf die Strahlradien an der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall. Die anderen Kavitätswerte sind: $L_k=10 \text{ mm}$, $L_1=5 \text{ mm}$, $L_2=75 \text{ mm}$, $L_3=160 \text{ mm}$ und $R=250 \text{ mm}$.

Als zweite Realisierungsmöglichkeit wird eine Konfiguration gemäß VK2 untersucht. In der Abbildung 105 sind die Strahlradien in Abhängigkeit der Länge L_3 gezeigt, wobei sich als geeignete Resonatorparameter die Werte $R=25$ cm, $L_1=5$ mm, $L_2=15$ cm und $L_3=35$ cm ergeben. Wird hier der Einfluss der Linsenwirkung berücksichtigt, so wird deutlich, dass die Auswirkung auf die Strahlparameter geringer ausgeprägt ist. Dieses ist in der Abbildung 105 gezeigt. Bis zu einem Wert von $f_T=10$ cm ist nur eine marginale Auswirkung zu erkennen und die Stabilität bricht erst bei $f_T=3$ cm zusammen. Damit ist diese Resonatorkonfiguration geeignet für die spätere Umsetzung der THz-Quelle, da hier hohe intrakavitäre Intensitäten ermöglicht werden.

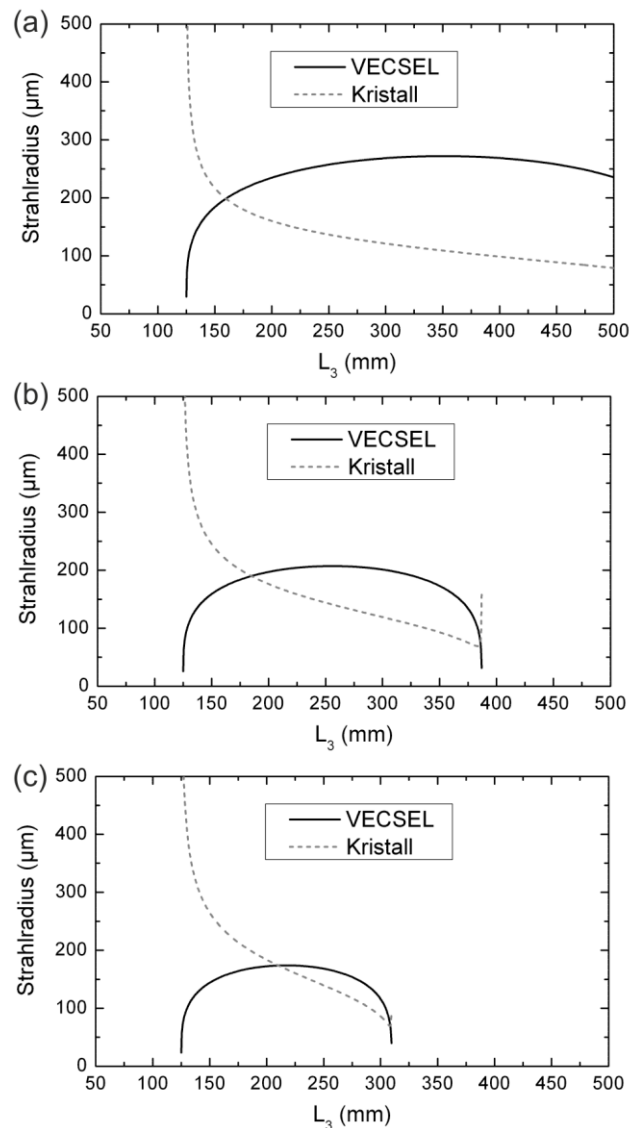


Abbildung 105: Konfiguration VK2: Verläufe der Strahlradien an der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall in Abhängigkeit der Länge L_3 ohne Berücksichtigung der thermischen Linsenwirkung. Die anderen Kavitätswerte sind: $L_k=10$ mm, $L_1=5$ mm, $R=250$ mm, $L_2=150$ mm (a), $L_2=175$ mm (b) und $L_2=200$ mm (c).

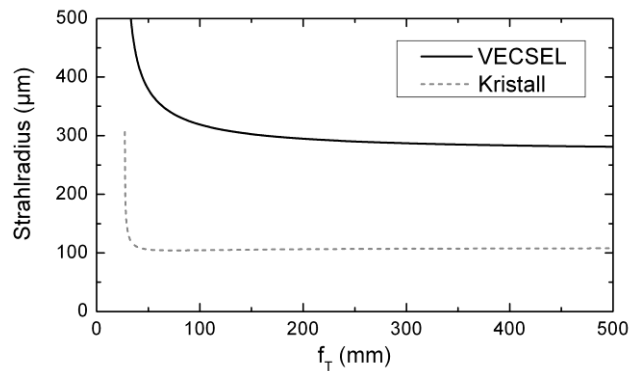


Abbildung 106: Konfiguration VK2: Auswirkung der thermischen Linse mit der Fokallänge f_T auf die Strahlradien an der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall. Die anderen Kavitätswerte sind: $L_k=10$ mm, $L_1=5$ mm, $L_2=150$ mm, $L_3=350$ mm und $R=250$ mm.

Die dritte mögliche Konfiguration stellt die lineare Kavität dar. Diese weist den Vorteil auf, dass deren Aufbau im Vergleich zu den V-Kavitäten kompakter ausfällt und auch aufgrund der kürzeren Kavität eine höhere FSR des Resonators ermöglicht wird, welches für die Frequenzstabilität vorteilhaft sein kann. Problematisch ist jedoch, dass die Resonatormode innerhalb des Kristalls stets größer ist als auf der VECSEL-Oberfläche. Damit diese einen Wert von $200\text{ }\mu\text{m}$ im Kristall unterschreitet, muss somit ein kleinerer Pumpfleckdurchmesser gewählt werden. Deshalb kann nur weniger Pumpleistung eingesetzt werden, um ein thermisches Überrollen zu vermeiden. In dieser Kavität sind ebenfalls zwei Längen variabel, der Abstand zwischen VECSEL und Kristall und jener zwischen Kristall und gekrümmten Spiegel. Ebenfalls bestimmt der Krümmungsradius des Spiegels über die Modengröße: Je größer der Krümmungsradius gewählt wird, desto größer fällt auch der Strahlradius innerhalb der Kavität aus. Um den Wert innerhalb des Kristalls unter $200\text{ }\mu\text{m}$ zu halten, wird ein Krümmungsradius von 10 cm herangezogen. In der Abbildung 107 sind die Strahlradien in Abhängigkeit der Länge L_2 gezeichnet. Der Kristall wird dabei 20 mm von der VECSEL-Oberfläche entfernt platziert.

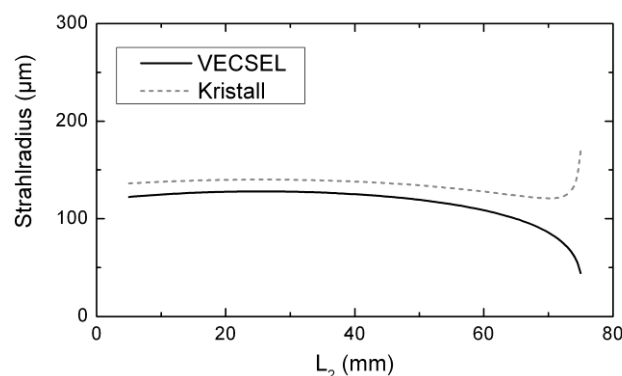


Abbildung 107: Konfiguration LK: Verläufe der Strahlradien an der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall in Abhängigkeit der Länge L_2 ohne Berücksichtigung der thermischen Linsenwirkung. Die anderen Kavitätswerte sind: $L_k=10$ mm, $L_1=20$ mm und $R=100$ mm.

Die Auswirkung der thermischen Linse auf diese Kavitätsform sind in der Abbildung 108 gezeigt. Es ist zu sehen, dass die Stabilität erst bei einer Brennweite von $f_K=2\text{cm}$ zusammenbricht. Für noch stärkere Brennweiten tritt ein zweiter Stabilitätsbereich auf, bei dem die Strahlparameter allerdings eine starke Abhängigkeit der Linsenwirkung aufweisen. Dieses zeigt, dass die lineare Kavität prinzipiell für die THz-Quelle geeignet ist, allerdings nur falls kleine Pumpspots gewählt werden.

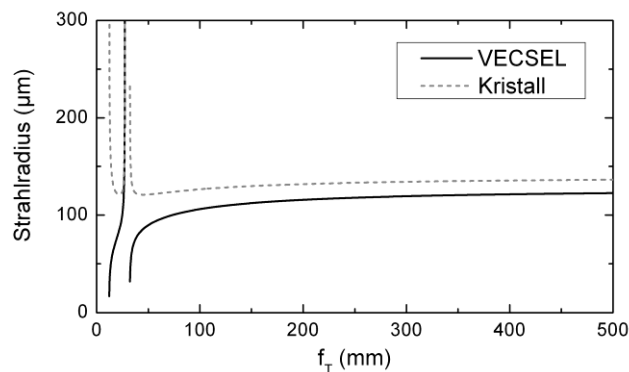


Abbildung 108: Konfiguration LK: Auswirkung der thermischen Linse mit der Fokallänge f_T auf die Strahlradien an der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall. Die anderen Kavitätswerte sind: $L_K=10\text{ mm}$, $L_1=20\text{ mm}$, $L_2=25\text{ mm}$ und $R=100\text{ mm}$.

Anhand der in diesem Abschnitt dargestellten Simulationsberechnungen wird für die experimentelle Realisierung eine V-Kavität gemäß dem Aufbau VK2 gewählt. Dieser ermöglicht, eine geeignete Modengröße auf der VECSEL-Oberfläche sowie im Kristall einzustellen. Ebenfalls ist die Kavität relativ robust gegen die Auswirkung der thermischen Linsenwirkung, so dass auch hohe intrakavitäre Leistungen ermöglicht werden. Als weiterer Ansatz für zukünftige Realisierungen erscheint die lineare Kavität geeignet. Hierbei tritt ebenfalls eine hohe Resistenz gegen den Linseneffekt auf, wobei jedoch die Größe der Resonatormode auf der VECSEL-Oberfläche gering ausfällt. Damit ist diese Resonatorform geeignet für den Einsatz leistungsärmerer Pump laser, welche kleinere Pumpspotgrößen ermöglichen. Damit kann diese Kavitätsform für eine spätere Realisierung von kompakteren THz-Quellen dienen.

5.4 Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung

In diesem Abschnitt wird die experimentelle Umsetzung der neuen THz-Quelle beschrieben, wobei sich die Gliederung an den bereits in [113] veröffentlichten Ergebnissen orientiert. Hierbei wird exemplarisch eine Erzeugung von den Frequenzen 1 THz und 1,9 THz innerhalb einer VECSEL-Kavität umgesetzt. Dementsprechend werden zwei Kristalle verwendet, welche eine unter einem Winkel geneigte Polung aufweisen (siehe Abschnitt 5.1.5). Als Neigungswinkel der Polung Winkel wird dabei 67° gewählt und als Polungsperiode $58\text{ }\mu\text{m}$ für die Erzeugung von 1 THz und $28,5\text{ }\mu\text{m}$ für 1,9 THz. Die Kristalle haben eine Länge von 10 mm und eine Breite von 5 mm. Ihre

Höhe entlang der z-Achse [97] beträgt 1 mm. Um die Verluste im Resonator gering zu halten, sind deren Facetten für die Wellenlänge des Lasers, um 1030 nm, antireflexbeschichtet. Als Etalon werden Plättchen aus Quarzglas eingesetzt, welche 100 μm bzw. 40 μm dick sind, was einer FSR von 1 THz, respektive 1,9 THz entspricht.

5.4.1 Experimenteller Aufbau

Für die Realisierung der Quelle wird eine V-Kavität gemäß der Beschreibung in Abschnitt 5.3.2 herangezogen. Hierbei wird ein hochreflektierender gekrümmter Spiegel eingesetzt, dessen Transmission in etwa 0,05% beträgt. Über diesen wird die Resonatormode gefaltet, wie in der Abbildung 109 dargestellt ist. Ein planarer Endspiegel, dessen Transmission ebenfalls im Bereich von 0,05% liegt, schließt die Kavität ab. Auf diesem Spiegel tritt der minimale Strahldurchmesser innerhalb des Resonators auf, so dass der nichtlineare Kristall direkt vor diesem platziert wird, um in diesem hohe Intensitäten zu erreichen.

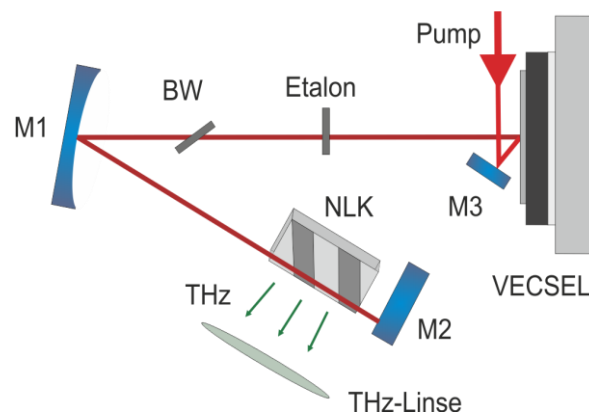


Abbildung 109: Aufbau der THz-Quelle. Innerhalb einer VECSEL-Kavität, welche durch die Spiegel M1 und M2 gebildet wird, wird ein Brewster-Fenster (BW), ein Etalon und ein nichtlinearer Kristall (NLK) platziert. Das Pumplicht wird über einen Umlenkspiegel (M3) mit der Resonatormode überlappt. Eine THz-Linse aus Kunststoff kollimiert die vom Kristall abgestrahlten THz-Wellen

Als Pumpquelle dient ein fasergekoppelter Diodenlaser, dessen Emissionswellenlänge im Bereich um 808 nm liegt und der eine maximale Ausgangsleistung von 100 W erreicht. Die Leistung wird über eine Multimode-Faser mit 200 μm Kerndurchmesser und einer numerischen Apertur von $\text{NA}=0.2$ geleitet. Das Pumplicht wird über zwei Linsen zunächst kollimiert und dann auf die VECSEL-Oberfläche geleitet. Der Durchmesser des Pumpflecks auf dem VECSEL beträgt etwa 540 μm . Um einen möglichst senkrechten Einfall der Pumpstrahlung zu ermöglichen und dennoch freien Raum für die weiteren Kavitätsoptiken zu erhalten, wird der Pumplaser zunächst über das Linsenpaar geleitet und anschließend von einem kleinen Spiegel, direkt vor dem VECSEL platziert, auf diesen umgelenkt (siehe Abbildung 109).

Um die intrakavitäre Leistung zu bestimmen wird die durch den gekrümmten Spiegel transmittierte optische Leistung mit einem Leistungsmessgerät detektiert. Hieraus kann

die in der Kavität zirkulierende Leistung P_{inter} bei Kenntnis des Transmissionsfaktors der Spiegels T_{HR} ermittelt werden:

$$P_{inter} = P_{mess} \frac{1}{T_{HR}}. \quad (5.71)$$

Für den Fall einer leeren Kavität resultieren hohe intrakavitäre Leistungen, da hier nur geringe Verluste innerhalb des Resonators auftreten. Bei einer eingesetzten Pumpleistung von bis zu 70 W kann im Falle einer leeren V-Kavität typischerweise eine intrakavitäre Leistung von über 800 W erreicht werden.

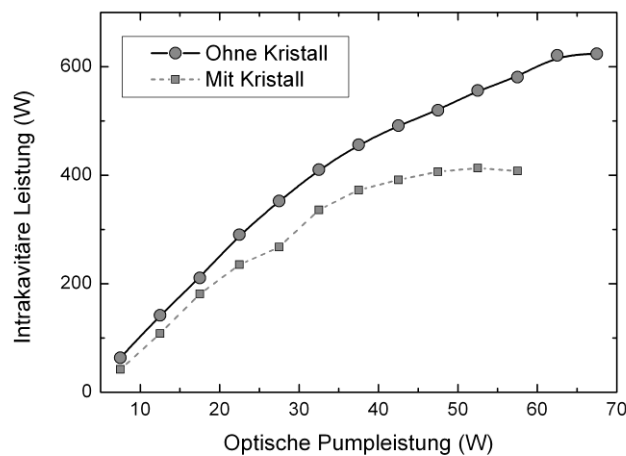


Abbildung 110: Intrakavitäre Leistung des Resonators mit Etalon und Brewster-Fenster in Abhängigkeit der optischen Pumpleistung für den Fall, dass der Kristall innerhalb des Resonators platziert ist verglichen mit dem Fall ohne Kristall.

Die Erzeugung von THz-Strahlung erzwingt jedoch den Einsatz weiterer Komponenten innerhalb des Resonators. Zum einen ist ein Frequenzfilter erforderlich, wie etwa ein Etalon, welches den Zwei-Farb-Betrieb ermöglicht. Ebenfalls muss das Laserlicht für den DFG-Prozess linear entlang der z-Achse des Lithiumniobat-Kristalls (vgl. Abbildung 83) polarisiert sein [97], so dass zusätzlich ein Brewster-Fenster in dem Resonator platziert wird, welches aus 1 mm dickem Quarzglas gefertigt ist und eine hohe Planparallelität aufweist. Im Falle einer exakten Ausrichtung unter dem Brewster-Winkel sind die Reflexionsverluste für p-polarisiertes Licht minimal während s-polarisiertes Licht pro Grenzfläche einen Verlust von etwa 10% erfährt. Somit kann eine lineare Polarisierung des Laserlichtes sichergestellt werden. Schließlich muss der nichtlineare Kristall in dem Resonator platziert werden, um dort eine effiziente THz-Erzeugung zu ermöglichen.

Während diese optischen Komponenten im Idealfall nahezu verlustfrei sind, so treten in der Realität geringe Verluste aufgrund von mangelnder Planparallelität bzw. kleiner Winkelfehler auf. Ebenfalls weist die Antireflex-Beschichtung des Kristalls eine

geringe Restreflektivität auf. Diese zusätzlichen Verluste vermindern die erreichbare intrakavitäre Leistung. In der Abbildung 110 sind typische Leistungskurven für den Fall mit und ohne Kristall innerhalb des Resonators gezeigt. Die maximale intrakavitäre Leistung liegt hierbei im Bereich zwischen 400 und 600 W.

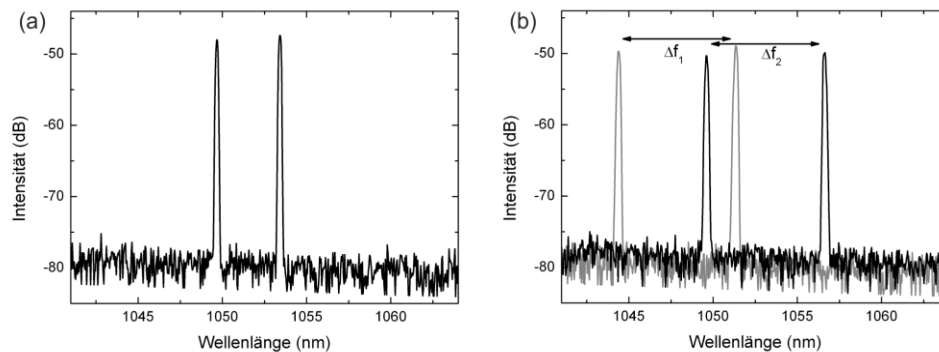


Abbildung 111: Spektrum eines VECSELs im Zwei-Farb-Betrieb für verschiedene Etalons. (a) Ein 100 μm dickes Quarzglasplättchen ermöglicht eine Differenzfrequenz um 1 THz, (b): eine Differenzfrequenz um 1,9 THz kann über ein 40 μm dickes Quarzplättchen erreicht werden. Wird dieses leicht gedreht, so ändert sich dessen FSR und damit auch die Differenzfrequenz.

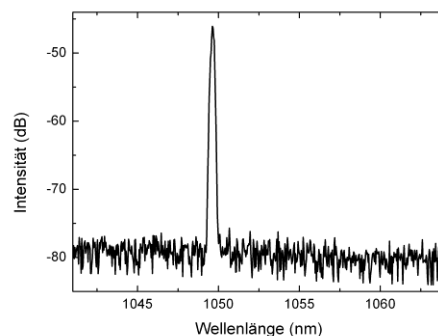


Abbildung 112: Einmodiger-Betrieb des VECSELs bei Einsatz eines 40 μm dicken Quarzglasplättchen. Um einen Zwei-Farb-Betrieb zu erreichen kann beispielsweise die Haltertemperatur des VECSELs verändert werden.

Das Emissionsspektrum des Lasers wird mittels eines optischen Spektrumsanalysators charakterisiert. Hierfür wird ein Teil der Laserstrahlung, welche aus dem gekrümmten Spiegel ausgekoppelt wird, in den Analysator über eine Glasfaser eingeführt. In der Abbildung 111 sind Spektren für verschiedene Etalons gezeigt. Es ist zu erkennen, dass über die Wahl des Etalons bzw. des Kippwinkels eine Einstellung der Differenzfrequenz zwischen den Moden möglich ist. Je nach Wahl der Pumpleistung ist es möglich, dass teilweise nur ein einmodiger Betrieb auftritt, wie in der Abbildung 112 gezeigt. Der Grund hierfür ist, dass die VECSEL-Emission mit zunehmender Erwärmung, die durch höhere Pumpraten resultiert, eine Rotverschiebung erfährt, die Transmissionsfenster des Etalons jedoch konstant sind und somit ein unterschiedlicher Überlapp resultiert. Um einen Zwei-Farb-Betrieb sicherzustellen muss demnach

beispielsweise die Haltertemperatur des VECSELs leicht verändert oder das Etalon leicht gedreht werden.

Für die Leistungsmessung wird eine Golay-Zelle eingesetzt. Diese misst über eine bewegliche Membran geringe Temperaturänderung, welche durch die Absorption von elektromagnetischer Strahlung innerhalb der Membran resultiert. Die Funktionsweise einer Golay-Zelle ist näher in [114] diskutiert. Über einen Kalibrierungsfaktor kann somit eine Leistungsbestimmung der eingestrahnten THz-Wellen erfolgen. Die verwendete Zelle weist eine Empfindlichkeit von 20kV/W auf. Da diese für die Detektion von geringen Leistungswerten im Bereich weniger μW konzipiert ist, ist eine Abschwächung der THz-Strahlung notwendig. Hierfür wird eine Anzahl von bis zu 10 Folien aus geschwärztem Polyethylen vor die Apertur der Golay-Zelle aufgebracht, welcher neben einer Verminderung der THz-Leistung auch der Filterung von infrarotem Licht dienen. Dieses ist notwendig, um sicherzustellen, dass das detektierte Signal durch THz-Wellen und nicht etwa durch Streulicht hervorgerufen wird. Die Abschwächung der Folien, welche bei geringeren Leistungen ermittelt wurde, beträgt im Falle von 1 THz pro Folie etwa 10% und im Falle von 1.9THz etwa 25%.

Aufgrund der in Abschnitt 5.1.5 dargestellten Emissionscharakteristik des Kristalls ist eine hohe Divergenz der THz-Wellen in Richtung der Kristallhöhe zu erwarten, während die Wellen entlang der Kristalllänge kollimiert emittiert werden. Um den Strahl geeignet zu formen wird deshalb direkt vor dem Kristall eine Zylinderlinse platziert, welche aus Polyethylen besteht und einen Durchmesser von 12,7 mm aufweist. Um die kollimierte Strahlung in die Golay-Zelle zwecks Leistungsdetektion einzukuppeln wird eine sphärische Polyethylen-Linse mit einer Brennweite von 60 mm eingesetzt.

Die aufgenommenen Leistungswerte in Abhängigkeit der intrakavitären Leistung sind in der Abbildung 113 gezeigt. Die zusätzlich eingezeichnete quadratische Trendlinie illustriert das von einem DFG-Prozess erwartete leistungsabhängige Verhalten. Deutlich ist zu erkennen, wie mit zunehmender intrakavitärer Intensität ein Zuwachs an THz-Leistung auftritt. Im Falle der Erzeugung von 1,9 THz überragt die detektierte THz-Leistung 2 mW, während im Falle von 1 THz eine Leistung im Bereich von 0,5 mW detektiert wird. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass durch Reflektion an der Kristall-Luft-Grenzschicht ein Verlust von 45% der Leistung auftritt. Ferner erfolgt eine THz-Abstrahlung in beide Richtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Lasermode. In dem verwendeten Aufbau wird jedoch nur die Strahlung detektiert, welche in eine der Richtungen emittiert wird. Zukünftig könnte durch Einsatz eines Ringresonators und einer Antireflexbeschichtung für THz-Wellen auf der Kristalloberfläche somit eine deutliche Leistungssteigerung ermöglicht werden.

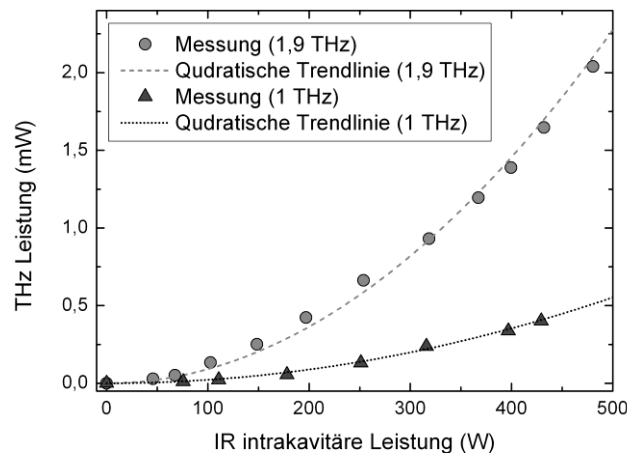


Abbildung 113: Von der Golay-Zelle aufgenommene Leistung der THz-Welle, welche von dem Kristall abgestrahlt wird für den Fall einer Frequenz von 1 THz und 1,9 THz. Zusätzlich sind quadratische Trendlinien eingezeichnet.

Die Gründe für die unterschiedlichen Leistungswerte, welche bei den beiden Frequenzen erreicht werden, sind zum einen in der mit steigender Frequenz zunehmender Effizienz zu sehen (siehe Abschnitt 5.1.5). Zum anderen resultiert aufgrund der größeren Wellenlänge eine stärkere Divergenz für kleinere Frequenzen. Somit kann mit der eingesetzten THz-Optik nur ein Teil der Strahlung aufgefangen und auf die Golay-Zelle geleitet werden. Der zukünftige Einsatz einer auf dem Kristall befestigten Zylinderlinse aus einem hochbrechendem Material, beispielsweise Silizium, könnte eine effizientere Strahlformung ermöglichen.

Diese Frequenzcharakteristik steht im Gegensatz zu derjenigen von photoleitfähigen THz-Antennen, welche im Abschnitt 4 eingesetzt werden. Während bei der Photomischung die abgestrahlte THz-Leistung aufgrund der endlichen Lebensdauer des Antennenmaterials mit ansteigender Frequenz deutlich abnimmt, ist für die parametrische Generation der Frequenzbereich von über ein Terahertz leichter zugänglich. Dagegen bietet dieses Generationsprinzip bei kleineren Frequenzen um 100 GHz eine relativ geringe Effizienz.

5.4.2 Spektrale Charakterisierung

Für die spektrale Charakterisierung der erzeugten THz-Strahlung wird ein Michelson Interferometer aufgebaut, wie in der Abbildung 114 illustriert, bei dem als Strahlteiler eine 25,4 μm dicke Folie aus Polyethylen eingesetzt wird. Eine Verlängerung eines Interferometerarms resultiert in eine Phasenverzögerung der Welle relativ zu jener, die den anderen Arm durchläuft. Am Ort des Detektors (Golay-Zelle) interferieren beide Teilwellen und das detektierte Signal ändert sich in Abhängigkeit von der Spiegelposition. Das so entstandene Interferogramm gibt Aufschluss über die Wellenlänge der THz-Strahlung.

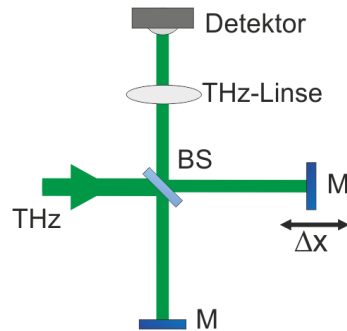


Abbildung 114: Aufbau des Interferometers zu Charakterisierung der THz-Wellen. Über einen Strahlteiler (BS) wird ein Teil der Welle auf zwei Spiegel (M) gelenkt, von denen einer auf einem Linearversteller aufgebracht ist. Eine THz-Linse fokussiert die THz-Wellen in den Detektor.

In der Abbildung 115 ist das aufgenommene Interferogramm für eine Frequenz um 1,9 THz gezeichnet. Ebenfalls ist in der Abbildung der theoretische Verlauf für eine Frequenz von 1,9 THz eingezeichnet, welcher hervorragend mit den Messdaten übereinstimmt.

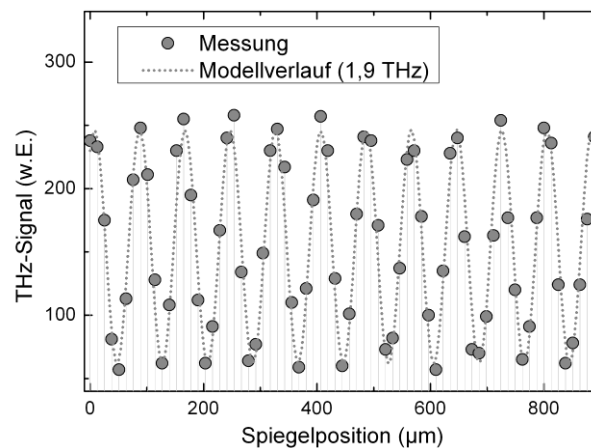


Abbildung 115: Aufgenommenes Interferogramm verglichen mit dem Modellverlauf für 1,9 THz.

5.4.3 Charakterisierung des Strahlprofils

Als weitere Charakterisierung der erzeugten THz-Wellen wird eine Strahlprofilmessung durchgeführt. Hierfür wird die Golayzelle auf einem zweidimensionalen Verschiebetisch montiert und das Strahlprofil wird sowohl horizontal wie auch vertikal abgerastert. Um eine erhöhte räumliche Auflösung zu gewinnen, wird eine 3 mm durchmessende Blende vor der Detektoröffnung platziert. Hierbei wird die Strahlung hinter der zylindrischen Linse untersucht, da diese anderenfalls in einem Abstand von etwa 50 cm, in dem die Golayzelle aufgestellt ist, aufgrund der Divergenz in vertikale Richtung eine zu große räumliche Ausdehnung aufweisen würde.

Ein Querschnitt des aufgenommenen Strahlprofils ist für die beiden Verschieberichtungen X (horizontal) und Y (vertikal) in der Abbildung 116 dargestellt.

Die aufgenommenen Werte weisen eine hohe Übereinstimmung mit einem Gaußprofil auf, wie die eingezeichneten Modellverläufe aufzeigen. Auch Messungen bei anderen Abständen zwischen Zylinderlinse und Detektor liefern ähnliche Ergebnisse, wodurch die hohe Strahlqualität verdeutlicht wird.

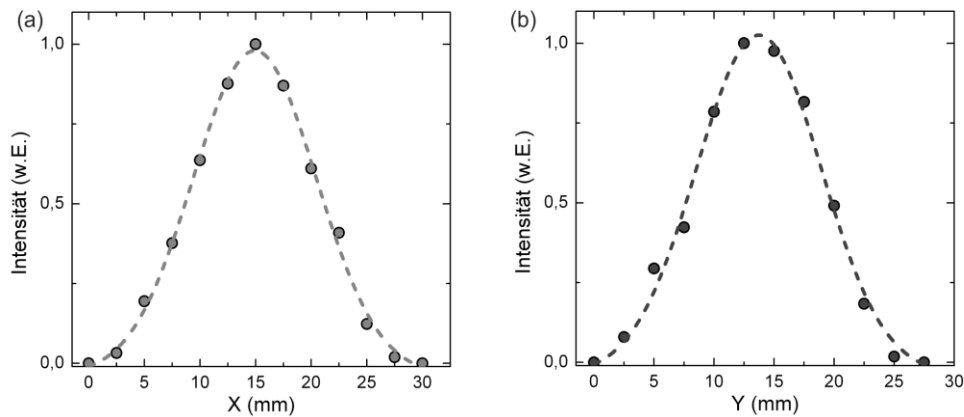


Abbildung 116: Transversales Leistungsprofil der kollimierten THz-Strahlung in horizontaler Richtung (a) und vertikaler Richtung (b). Über eine auf den Detektor aufgebrachte Apertur mit 3 mm Durchmesser wird die räumliche Auflösung vorgegeben. Eine lineare Bewegung des Detektors inklusive Apertur ermöglicht eine Aufnahme des räumlichen Strahlungsprofils, welches in der Abbildung mit Gaußverläufen verglichen ist.

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das Konzept der intrakavitären THz-Generation mittels parametrischer Frequenzmischung vorgestellt, welches im Rahmen der Arbeit untersucht wurde. Es konnte gezeigt werden, dass dieser Ansatz die Erzeugung von Milliwatt an Dauerstrich-THz-Leistung in beliebigen Frequenzbereichen, beginnend bei ein Terahertz bis hin zu einigen THz, ermöglicht. Da die Wandlungseffizienz mit ansteigender Frequenz zunimmt, ergänzt dieses Konzept die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Quasi-Zeitbereichsspektroskopie (QTDS) hervorragend, da diese lediglich den unteren Frequenzbereich bis etwa ein Terahertz erschließt.

Durch die durchgeführte theoretische Beschreibung der Kristalleffizienz in Abhängigkeit der Lasermodenparameter sowie der Analyse der Resonatorstabilität unter Berücksichtigung des thermischen Linseneffekts innerhalb des nichtlinearen Kristalls konnte gezeigt werden, welche Parameter eine effiziente Umsetzung dieses Konzepts ermöglichen. Die Einfachheit dieser neuartigen THz-Quelle und vor allem die Möglichkeit, diese bei Raumtemperatur zu betreiben, eröffnet diesem Ansatz ein hohes Potential, in die Anwendungsgebiete vorzustoßen, in welchen bisher vor allem Quantenkaskadenlaser eingesetzt werden.

Die nächsten Schritte bei der Weiterentwicklung der vorgestellten THz-Quelle sind zum einen in einer optimierten Wellenlängenkontrolle der Laseremission zu sehen, um die

THz-Frequenz genauer vorgeben zu können und die Linienbreite der erzeugten THz-Strahlung zu minimieren. Zum anderen erscheint es vielversprechend, über eine kompaktere Resonatorkonfiguration, etwa in Form einer linearen Kavität, und verminderter optischen Pumpleistung die Abmessungen sowie den Energiebedarf der Quelle noch weiter zu reduzieren. Durch die Wahl angepasster THz-Optiken, wie beispielsweise einer mit dem Kristall in Kontakt stehenden Zylinderlinse, welche idealerweise anti-reflexbeschichtet ist, kann in Zukunft die Effizienz und Strahlqualität der Quelle verbessert werden. Ferner könnte der Laser so betrieben werden, dass anstatt nur zwei Farben mehrere Wellenlängen gleichzeitig emittiert werden, um damit auch mehrere THz-Mischprodukte analog zur QTDS zu erzeugen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Der hohe Nutzen von Terahertz(THz)-Wellen für eine Vielzahl von wissenschaftlichen Anwendungsfeldern sowie für die zerstörungsfreie Sensortechnik trieb in den vergangenen Jahren die Suche nach kostengünstigen, kompakten und leistungsstarken THz-Systemansätzen voran. Insbesondere wurde die THz-Zeitbereichsspektroskopie, bei der die kurzen Pulse von Femtosekundenlaser in breitbandige THz-Strahlung gewandelt werden, weitgehend erforscht. Dieser Ansatz ermöglicht es, mittels einer einzelnen Messung die komplexen dielektrischen Materialeigenschaften einer zu untersuchenden Probe über ein weites Frequenzintervall zu charakterisieren. Die Auswertung der aufgenommenen Signale ist dabei allerdings relativ aufwendig, da für eine präzise Analyse numerische Signalverarbeitungstechniken eingesetzt werden müssen. Ebenfalls verursacht die Notwendigkeit einer Femtosekundenlaserquelle neben hohen Kosten auch eine beträchtliche Systemkomplexität der Spektrometer, so dass diese nur bedingt für einen praxisnahen Einsatz außerhalb optischer Labore geeignet sind.

Ein zweiter vielversprechender Ansatz ist in leistungsstarken Quellen für Dauerstrich-THz-Strahlung zu sehen, welche in Kombination mit THz-Kameras eine direkte bildgebende Probencharakterisierung ermöglichen. Allerdings erfordern die bisherigen Ansätze wie Quanten-Kaskaden-Laser, insbesondere im Frequenzbereich zwischen 1 THz und 2,5 THz, eine kryogene Kühlung, welche deren Einsatz in vielen Anwendungsbereichen erschwert oder gar unmöglich macht.

Um einen Beitrag zur Erschließung des THz-Frequenzbereichs zu liefern, wurden im Rahmen dieser Arbeit drei Konzepte zu den Bereichen THz-Signalanalyse, THz-Spektroskopie und THz-Quellen entwickelt.

Zunächst wurden numerische Auswertemethoden für die THz-Spektroskopie untersucht, welche der hohen Messinformation von THz-Zeitbereichssatensätzen Rechnung tragen. Es wurde sowohl eine recheneffiziente, im Zeitbereich operierende Methode entwickelt, die für eine schnelle Voruntersuchung von Messdaten geeignet ist, als auch ein im Frequenzbereich arbeitendes Verfahren, welches die genaue Analyse von dielektrischen Proben mit Dicken weit unter 100 μm zulässt und es ermöglicht, neben den komplexen dielektrischen Eigenschaften gleichzeitig auch die Probendicke aus den aufgenommen THz-Signalen automatisiert zu extrahieren. Schließlich wurde das Verfahren der Direkten-Frequenzbereichs-Rekonstruktion eingeführt, welche die Schnelligkeit des Zeitbereichsverfahrens mit der Genauigkeit des Frequenzbereichsverfahrens vereint indem eine dreidimensionale Optimierung zur Datenanalyse eingesetzt wird. Da dieses Verfahren eine Analyse der dielektrischen Probeneigenschaften sowie der Probendicke innerhalb von Sekundenbruchteilen zulässt, ist es von hohem Wert für die Echtzeit-Analyse von THz-Datensätzen und den bisherigen Ansätzen zur Datenauswertung überlegen.

Als zweites Konzept wurde im Rahmen der Arbeit untersucht, in wie fern sich Multimode-Laserstrahlung eignet, um mittels photoleitender Antennen THz-Wellen zu erzeugen und zu detektieren. Dabei wurde die Korrelation zwischen der Lasermodenanzahl und der resultierenden THz-Signalqualität analysiert und gezeigt, dass eine hohe Anzahl an Lasermoden zwar zu einer verbesserten Frequenzauflösung der Messung führt, jedoch die spektrale Intensität der einzelnen Signalkomponenten herabsetzt. Die Wahl einer Laserquelle mit äquidistantem Modenabstand erlaubt dagegen die Beibehaltung eines hohen Signal-zu-Rauschverhältnisses und gleichzeitig eine hohe Frequenzbandbreite von bis zu einem Terahertz, wobei durch neuartige Antennenstrukturen in der Zukunft auch höhere Frequenzen zugänglich werden könnten. Damit können THz-Spektrometer realisiert werden, die ähnliche Signalfornen wie Zeitbereichsspektrometer aufweisen und als Kernkomponente lediglich eine einfache Laserdiode in sich tragen. Da dieser Ansatz neben einem hohen Miniaturisierungspotential zugleich eine signifikante Kostenreduzierung ermöglicht, wird damit die Grundlage geschaffen, die THz-Technologie für viele Anwendungsgebiete marktauglich zu machen. Es wurde anhand mehrerer experimenteller Ergebnisse das Potential des QTDS-Konzeptes für diverse Anwendungsmöglichkeiten demonstriert. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass durch Variation der eingesetzten Multimode-Laserstrahlung die spektrale Charakteristik des THz-Signals direkt modifiziert werden kann, was die hohe Flexibilität dieses Ansatzes verdeutlicht.

Den dritten Ergebnisteil der Arbeit stellt ein Ansatz dar, um leistungsstarke Dauerstrich-THz-Wellen bei Raumtemperatur im höheren Frequenzbereich zu generieren. Dieser basiert darauf, die hohen Lichtintensitäten innerhalb einer Laserkavität auszunutzen, um über eine intrakavitäre parametrische Frequenzwandlung THz-Wellen zu erzeugen. Dabei wird ein für diesen Zweck optimierter nichtlinearer Kristall in der Kavität eines Halbleiterscheibenlasers platziert, welcher zwei Lasermoden gleichzeitig emittiert. Im Gegensatz zu der THz-Photomischung nimmt hierbei die Generationseffizienz mit ansteigender Frequenz zu, so dass gerade in dem Frequenzbereich zwischen 1 THz und 2,5 THz, in dem bisher ein Mangel an hinreichend starken Raumtemperatur-Quellen existiert, mit einem kompakten Systemaufbau hohe Leistungswerte erreicht werden können. Um das Potential dieses Konzeptes abzuschätzen, wurde eine theoretische Beschreibung der Kristalleffizienz in Abhängigkeit der Lasermodenparameter sowie eine Analyse der Resonatorstabilität unter Berücksichtigung des thermischen Linseneffekts innerhalb des nichtlinearen Kristalls durchgeführt. Darüber hinaus wurde exemplarisch für die Frequenzen 1 THz und 1,9 THz experimentelle Ergebnisse gezeigt, die belegen, dass dieses Konzept ohne aufwendige Kühlung geeignet ist, THz-Leistungen im Milliwatt-Bereich zu erzeugen.

Abschließend könnte man meinen, der Terahertz-Frequenzbereich sei nun erschlossen. Die Möglichkeit, die breitbandigen Messsignale der THz-Zeitbereichsspektroskopie

und THz-Quasi-Zeitbereichsspektroskopie zuverlässig und automatisiert auszuwerten, ermöglicht einen intuitiven Zugang zu der Messtiefe, welche THz-Wellen bereithalten. Somit können diese Auswerteverfahren in vielen bestehenden und auch zukünftigen Anwendungsfeldern der THz-Spektroskopie eingesetzt werden.

Das Konzept der Quasi-Zeitbereichsspektroskopie stellt einen Paradigmenwechsel in der Systemarchitektur von THz-Spektrometern dar. Wurde hier bisher als Kernkomponente ein aufwendiges und teures Femtosekundenlasersystem verwendet, so kann mittels der QTDS eine einfache Halbleiterlaserdiode eingesetzt werden. Dies ermöglicht die Realisierung kompakter THz-Systeme zu einem Kostenniveau, welches bisher unvorstellbar erschien, und legt damit die Basis, in naher Zukunft die THz-Spektroskopie wirtschaftlich nutzbar zu machen.

Doch während viele Messaufgaben ideal von kompakten Quasi-Zeitbereichsspektrometern bewältigt werden können, so reicht deren Leistung für manche Anwendungsfelder nicht aus und auch ist der erreichbare Frequenzraum nach oben hin durch die endlichen Lebensdauer des Antennenmaterials beschränkt. Insbesondere im Gebiet der Radio-Astronomie oder der bildgebenden Messung über ein THz-Kamerasystem sind Leistungswerte im Bereich von Milliwatt bei Frequenzen oberhalb von einem Terahertz erwünscht, welche mit dem QTDS-Ansatz nicht zugänglich sind. Die intrakavitäre THz-Erzeugung erlaubt dagegen, auf effiziente Weise THz-Wellen mit hohen Leistungen bei Raumtemperatur zu erzeugen und erschließt somit diesen Anwendungsraum.

Natürlich stellen die beschriebenen Konzepte nur die ersten Stufen in einer Kette von Entwicklungsschritten dar, welche notwendig sind, die THz-Technologie kommerziell und kostengünstig nutzen zu können. Doch der Anfang ist getan.

7 Literaturverzeichnis

- [1] P.F. Taday, I.V. Bradley, and D.D. Arnone, "Terahertz Pulse Spectroscopy of Biological Materials : L-Glutamic Acid," *Journal of Biological Physics*, 2003, pp. 109-115.
- [2] S.W. Smye, J.M. Chamberlain, a J. Fitzgerald, and E. Berry, "The interaction between Terahertz radiation and biological tissue.," *Physics in medicine and biology*, vol. 46, Sep. 2001, pp. R101-12.
- [3] D.M. Mittleman, J. Cunningham, M.C. Nuss, and M. Geva, "Noncontact semiconductor wafer characterization with the terahertz Hall effect," *Applied Physics Letters*, vol. 71, 1997, p. 16.
- [4] J.F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, "THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, Jul. 2005, p. S266-S280.
- [5] Y.C. Shen, T. Lo, P.F. Taday, B.E. Cole, W.R. Tribe, and M.C. Kemp, "Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging," *Applied Physics Letters*, vol. 86, 2005, p. 241116.
- [6] H.-B. Liu, Y. Chen, G.J. Bastiaans, and X.-C. Zhang, "Detection and identification of explosive RDX by THz diffuse reflection spectroscopy," *Optics Express*, vol. 14, 2006, p. 415.
- [7] T. Yasui, T. Yasuda, K.-ichi Sawanaka, and T. Araki, "Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying progress in paint film," *Applied Optics*, vol. 44, 2005, p. 6849.
- [8] N. KRUMBHOLZ, T. HOCHREIN, N. VIEWEG, T. HASEK, K. KRETSCHMER, M. BASTIAN, M. MIKULICS, and M. KOCH, "Monitoring polymeric compounding processes inline with THz time-domain spectroscopy," *Polymer Testing*, vol. 28, Feb. 2009, pp. 30-35.
- [9] C. Jördens, M. Scheller, B. Breitenstein, D. Selmar, and M. Koch, "Evaluation of leaf water status by means of permittivity at terahertz frequencies.," *Journal of biological physics*, vol. 35, Aug. 2009, pp. 255-64.
- [10] K. Fukunaga, Y. Ogawa, S. Hayashi, and I. Hosako, "Terahertz spectroscopy for art conservation," *IEICE Electronics Express*, vol. 4, 2007, pp. 258-263.
- [11] S. Wietzker, C. Jördens, N. Krumbholz, B. Baudrit, M. Bastian, and M. Koch, "Terahertz imaging: a new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints," *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*, vol. 2, Apr. 2007.

- [12] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and C. Fattinger, "Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 7, Oct. 1990, p. 2006.
- [13] L. Duvillaret, F. Garet, and J.-L. Coutaz, "Highly Precise Determination of Optical Constants and Sample Thickness in Terahertz Time-Domain Spectroscopy," *Applied Optics*, vol. 38, Jan. 1999, p. 409.
- [14] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nature Photonics*, vol. 1, Feb. 2007, pp. 97-105.
- [15] B.N. Behnken, G. Karunasiri, D.R. Chamberlin, P.R. Robrish, and J. Faist, "Real-time imaging using a 2.8 THz quantum cascade laser and uncooled infrared microbolometer camera," *Optics Letters*, vol. 33, 2008, p. 440.
- [16] B.S. Williams, "Terahertz quantum-cascade lasers," *Nature Photonics*, vol. 1, Sep. 2007, pp. 517-525.
- [17] D.H. Auston and K.P. Cheung, "Coherent time-domain far-infrared spectroscopy," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 2, Apr. 1985, p. 606.
- [18] M. van Exter, C. Fattinger, and D. Grischkowsky, "Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor," *Optics Letters*, vol. 14, Oct. 1989, p. 1128.
- [19] Y.C. Shen, P.C. Upadhyaya, H.E. Beere, and E.H. Linfield, "Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers," *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2004, pp. 2004-2006.
- [20] P.U. Jepsen, R.H. Jacobsen, and S.R. Keiding, "Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 13, Nov. 1996, p. 2424.
- [21] N. Vieweg, M. Mikulics, M. Scheller, K. Ezdi, R. Wilk, H.W. Hübers, and M. Koch, "Impact of the contact metallization on the performance of photoconductive THz antennas," *Optics express*, vol. 16, Nov. 2008, pp. 19695-705.
- [22] C. Jördens, T. Schlauch, M. Li, M.R. Hofmann, M. Bieler, and M. Koch, "All-semiconductor laser driven terahertz time-domain spectrometer," *Applied Physics B*, vol. 93, Sep. 2008, pp. 515-520.
- [23] P.U. Jepsen, "Generation and applications of THz radiation," Aarhus University, 1996.
- [24] J. Van Rudd and D.M. Mittleman, "Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, Feb. 2002, p. 319.

-
- [25] P.U. Jepsen, D.G. Cooke, and M. Koch, "Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 5, Oct. 2011, pp. 124-166.
- [26] Bob D. Guenther, *Modern optics*, Wiley/VCH, Weinheim, 1990.
- [27] T.C. Choy, *Effective Medium Theory: Principles and Applications*, Oxford Univ Pr, 1999.
- [28] M. Scheller, C. Jansen, and M. Koch, "Applications of Effective Medium Theories in the Terahertz Regime," *Recent Optical and Photonic Technologies*, K.Y. Kim, ed., InTech, 2010, pp. 231-250.
- [29] M. Scheller, S. Wietzke, C. Jansen, and M. Koch, "Modelling heterogeneous dielectric mixtures in the terahertz regime: a quasi-static effective medium theory," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, Mar. 2009, p. 065415.
- [30] C. Jördens, S. Wietzke, M. Scheller, and M. Koch, "Investigation of the water absorption in polyamide and wood plastic composite by terahertz time-domain spectroscopy," *Polymer Testing*, vol. 29, Apr. 2010, pp. 209-215.
- [31] M. Scheller, C. Jördens, and M. Koch, "Terahertz form birefringence.," *Optics express*, vol. 18, May. 2010, pp. 10137-42.
- [32] D.K. Hale, "The physical properties of composite materials," *Journal of Materials Science*, vol. 11, Nov. 1976, pp. 2105-2141.
- [33] S.M. Rytov, "Electromagnetic properties of a finely stratified medium," *Sov. Phys. JETP*, vol. 2, 1956, p. 466-475.
- [34] U. Levy, M. Abashin, K. Ikeda, A. Krishnamoorthy, J. Cunningham, and Y. Fainman, "Inhomogenous Dielectric Metamaterials with Space-Variant Polarizability," *Physical Review Letters*, vol. 98, Jun. 2007.
- [35] L. Genzel, "Fourier-Transform-Spektroskopie im Infraroten," *Fresenius' Zeitschrift für Analytische Chemie*, vol. 273, 1975, pp. 391-400.
- [36] V. Lucarini, K.-E. Peiponen, J.J. Saarinen, and E.M. Vartiainen, *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*, Springer, Berlin, 2005.
- [37] R. Reightler and E. Madaras, "Nondestructive defect identification with terahertz time-of-flight tomography," *IEEE Sensors Journal*, vol. 5, Apr. 2005, pp. 203-208.
- [38] Jens-Rainer Ohm, *Signalübertragung: Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme*, Springer, 2009.

- [39] M., "Dynamic range in terahertz time-domain transmission and reflection spectroscopy," *Optics Letters*, vol. 30, 2005, p. 29.
- [40] T.D. Dorney, R.G. Baraniuk, and D.M. Mittleman, "Material parameter estimation with terahertz time-domain spectroscopy," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 18, 2001, p. 1562.
- [41] M. Scheller and M. Koch, "Fast and Accurate Thickness Determination of Unknown Materials using Terahertz Time Domain Spectroscopy," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 30, Apr. 2009, pp. 762-769.
- [42] C.J. Nachtsheim and W. Li, with Michael H. Kutner, *Applied Linear Statistical Models*, McGraw-Hill Inc., US, 2004.
- [43] M. Naftaly and R.E. Miles, "Terahertz time-domain spectroscopy of silicate glasses and the relationship to material properties," *Journal of Applied Physics*, vol. 102, 2007, p. 043517.
- [44] Y.-S. Jin, G.-J. Kim, and S.-G. Jeon, "Terahertz Dielectric Properties of Polymers," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 49, 2006, pp. 513-517.
- [45] Martin Koch, "Analyzing sub-100- μm samples with transmission terahertz time domain spectroscopy," *Optics Communications*, vol. 282, Apr. 2009, pp. 1304-1306.
- [46] I. Pupeza, R. Wilk, and M. Koch, "Highly accurate optical material parameter determination with THz time-domain spectroscopy," *Optics Express*, vol. 15, 2007, p. 4335.
- [47] Y.C. Shen, P.F. Taday, D.A. Newnham, and M. Pepper, "Chemical mapping using reflection terahertz pulsed imaging," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, Jul. 2005, p. S254-S257.
- [48] I. Duling and D. Zimdars, "Terahertz imaging: Revealing hidden defects," *Nature Photonics*, vol. 3, Nov. 2009, pp. 630-632.
- [49] N. Vieweg, C. Jansen, M.K. Shakfa, M. Scheller, N. Krumbholz, R. Wilk, M. Mikulics, and M. Koch, "Molecular properties of liquid crystals in the terahertz frequency range.," *Optics express*, vol. 18, Mar. 2010, pp. 6097-107.
- [50] R. Wilk, N. Vieweg, O. Kopschinski, T. Hasek, and M. Koch, "THz Spectroscopy of Liquid Crystals from the CB Family," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 30, Jun. 2009, pp. 1139-1147.
- [51] N. Vieweg, M.K. Shakfa, and M. Koch, "BL037: A nematic mixture with high terahertz birefringence," *Optics Communications*, vol. 284, Apr. 2011, pp. 1887-1889.

-
- [52] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Cengage Learning Services, 1976.
- [53] S. Wietzke, C. Jansen, T. Jung, M. Reuter, B. Baudrit, M. Bastian, S. Chatterjee, and M. Koch, "Terahertz time-domain spectroscopy as a tool to monitor the glass transition in polymers," *Optics Express*, vol. 17, Sep. 2009, p. 19006.
- [54] S. Wietzke, C. Jansen, M. Reuter, T. Jung, J. Hehl, D. Kraft, S. Chatterjee, A. Greiner, and M. Koch, "Thermomorphological study of the terahertz lattice modes in polyvinylidene fluoride and high-density polyethylene," *Applied Physics Letters*, vol. 97, 2010, p. 022901.
- [55] N. Nagai and R. Fukasawa, "Abnormal dispersion of polymer films in the THz frequency region," *Chemical Physics Letters*, vol. 388, Apr. 2004, pp. 479-482.
- [56] S. Wietzke, C. Jansen, F. Rutz, D. Mittleman, and M. Koch, "Determination of additive content in polymeric compounds with terahertz time-domain spectroscopy," *Polymer Testing*, vol. 26, Aug. 2007, pp. 614-618.
- [57] C. Jördens and M. Koch, "Detection of foreign bodies in chocolate with pulsed terahertz spectroscopy," *Optical Engineering*, vol. 47, 2008, p. 037003.
- [58] M. Reid and R. Fedosejevs, "Terahertz birefringence and attenuation properties of wood and paper," *Applied Optics*, vol. 45, 2006, p. 2766.
- [59] R.M. Woodward, V.P. Wallace, R.J. Pye, B.E. Cole, D.D. Arnone, E.H. Linfield, and M. Pepper, "Terahertz pulse imaging of ex vivo basal cell carcinoma," *The Journal of investigative dermatology*, vol. 120, Jan. 2003, pp. 72-8.
- [60] H.-B. Liu, G. Plopper, S. Earley, Y. Chen, B. Ferguson, and X.-C. Zhang, "Sensing minute changes in biological cell monolayers with THz differential time-domain spectroscopy," *Biosensors & bioelectronics*, vol. 22, Jan. 2007, pp. 1075-80.
- [61] E.R. Brown, F.W. Smith, and K.A. McIntosh, "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, 1993, p. 1480.
- [62] S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas," *Applied Physics Letters*, vol. 70, 1997, p. 559.
- [63] R. Wilk, F. Breitzfeld, M. Mikulics, and M. Koch, "Continuous wave terahertz spectrometer as a noncontact thickness measuring device," *Applied Optics*, vol. 47, May. 2008, p. 3023.

- [64] O. Morikawa, M. Tonouchi, and M. Hangyo, "A cross-correlation spectroscopy in subterahertz region using an incoherent light source," *Applied Physics Letters*, vol. 76, 2000, p. 1519.
- [65] M. Scheller and M. Koch, "Terahertz quasi time domain spectroscopy," *Optics Express*, vol. 17, 2009, pp. 2041-2045.
- [66] S. Verghese, K.A. McIntosh, S. Calawa, W.F. Dinatale, E.K. Duerr, and K.A. Molvar, "Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers," *Applied Physics Letters*, vol. 73, 1998, p. 3824.
- [67] E.R. Brown, K. a McIntosh, K.B. Nichols, and C.L. Dennis, "Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs," *Applied Physics Letters*, vol. 66, 1995, p. 285.
- [68] S. Verghese, K.A. Mcintosh, S. Calawa, W.F. Dinatale, E.K. Duerr, and K.A. Molvar, "Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers," *Applied Physics Letters*, vol. 73, 1998, pp. 3824-3826.
- [69] S.M. Duffy, S. Verghese, K.A. Mcintosh, A. Jackson, A.C. Gossard, and S. Matsuura, "Accurate Modeling of Dual Dipole and Slot Elements Used with Photomixers for Coherent Terahertz Output Power," vol. 49, 2001, pp. 1032-1038.
- [70] K. Ezdi, B. Heinen, C. Jordens, N. Vieweg, N. Krumbholz, R. Wilk, M. Mikulics, and M. Koch, "A hybrid time-domain model for pulsed terahertz dipole antennas," *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*, vol. 4, Jan. 2009.
- [71] I.S. Gregory, C. Baker, W.R. Tribe, I.V. Bradley, M.J. Evans, E.H. Linfield, a G. Davies, and M. Missous, "Optimization of photomixers and antennas for continuous-wave terahertz emission," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, May. 2005, pp. 717-728.
- [72] M. Scheller, K. Baaske, and M. Koch, "Multifrequency continuous wave terahertz spectroscopy for absolute thickness determination," *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010, p. 151112.
- [73] A.J. Deninger, T. Göbel, D. Schönherr, T. Kinder, A. Roggenbuck, M. Köberle, F. Lison, T. Müller-Wirts, and P. Meissner, "Precisely tunable continuous-wave terahertz source with interferometric frequency control.," *The Review of scientific instruments*, vol. 79, Apr. 2008, p. 044702.
- [74] J.H. Scofield, "Frequency-domain description of a lock-in amplifier," *American Journal of Physics*, vol. 62, 1994, p. 129.

-
- [75] C. Jördens, M. Scheller, M. Wichmann, M. Mikulics, K. Wiesauer, and M. Koch, "Terahertz birefringence for orientation analysis.," *Applied optics*, vol. 48, Apr. 2009, pp. 2037-44.
- [76] F. Rutz, T. Hasek, M. Koch, H. Richter, and U. Ewert, "Terahertz birefringence of liquid crystal polymers," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, p. 221911.
- [77] S. Hadjiloucas, L.S. Karatzas, and J.W. Bowen, "Measurements of leaf water content using terahertz radiation," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, 1999, pp. 142-149.
- [78] D. Banerjee, W. von Spiegel, M.D. Thomson, S. Schabel, and H.G. Roskos, "Diagnosing water content in paper by terahertz radiation," *Optics Express*, vol. 16, Jun. 2008, p. 9060.
- [79] A.J. Teti, D.E. Rodriguez, J.F. Federici, and C. Brisson, "Non-Destructive Measurement of Water Diffusion in Natural Cork Enclosures Using Terahertz Spectroscopy and Imaging," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, Feb. 2011, pp. 513-527.
- [80] C. Jansen, S. Wietzke, O. Peters, M. Scheller, N. Vieweg, M. Salhi, N. Krumbholz, C. Jördens, T. Hochrein, and M. Koch, "Terahertz imaging: applications and perspectives.," *Applied optics*, vol. 49, Jul. 2010, pp. E48-57.
- [81] S. Dürschmidt, M. Stecher, and M. Koch, with Maik Scheller, "Terahertz Quasi Time Domain Spectroscopy Imaging," *Applied Optics*, vol. in press, 2011.
- [82] C. Jördens, M. Scheller, S. Wietzke, D. Romeike, C. Jansen, T. Zentgraf, K. Wiesauer, V. Reisecker, and M. Koch, "Terahertz spectroscopy to study the orientation of glass fibres in reinforced plastics," *Composites Science and Technology*, vol. 70, Mar. 2010, pp. 472-477.
- [83] N.C.J. van der Valk, W.A.M. van der Marel, and P.C.M. Planken, "Terahertz polarization imaging," *Optics Letters*, vol. 30, 2005, p. 2802.
- [84] C.-S. Friedrich, C. Brenner, S. Hoffmann, A. Schmitz, I.Cá. Mayorga, A. Klehr, Gö. Erbert, and M.R. Hofmann, "New Two-Color Laser Concepts for THz Generation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 14, 2008, pp. 270-276.
- [85] C. Brenner, M. Hofmann, M. Scheller, M.K. Shakfa, M. Koch, I.C. Mayorga, A. Klehr, G. Erbert, and G. Tränkle, "Compact diode-laser-based system for continuous-wave and quasi-time-domain terahertz spectroscopy," *Optics Letters*, vol. 35, Nov. 2010, p. 3859.
- [86] M. Scheller, M. Stecher, M. Gerhard, and M. Koch, "Hybrid continuous wave terahertz spectroscopy," *Optics Express*, vol. 18, Jul. 2010, p. 15887.

- [87] A. Roggenbuck, H. Schmitz, A. Deninger, I.C. Mayorga, J. Hemberger, R. Güsten, and M. Grüninger, "Coherent broadband continuous-wave terahertz spectroscopy on solid-state samples," *New Journal of Physics*, vol. 12, Apr. 2010, p. 043017.
- [88] J.E. Bjarnason, T.L.J. Chan, A.W.M. Lee, E.R. Brown, D.C. Driscoll, M. Hanson, A.C. Gossard, and R.E. Muller, "ErAs:GaAs photomixer with two-decade tunability and 12 μ W peak output power," *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2004, p. 3983.
- [89] M. Scheller and M. Koch, "Terahertz quasi time domain spectroscopy.," *Optics express*, vol. 17, Sep. 2009, pp. 17723-33.
- [90] Y. Sasaki, H. Yokoyama, and H. Ito, "Surface-emitted continuous-wave terahertz radiation using periodically poled lithium niobate," *Electronics Letters*, vol. 41, 2005, p. 712.
- [91] H. Richter, M. Greiner-Bär, S.G. Pavlov, a D. Semenov, M. Wienold, L. Schrottke, M. Giehler, R. Hey, H.T. Grahn, and H.-W. Hübers, "A compact, continuous-wave terahertz source based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocooler.," *Optics express*, vol. 18, May. 2010, pp. 10177-87.
- [92] T. Sasaki, T. Kojima, A. Yokotani, O. Oguri, and S. Nakai, "Single-longitudinal-mode operation and second-harmonic generation of Nd:YVO₄ microchip lasers," *Optics Letters*, vol. 16, Nov. 1991, p. 1665.
- [93] M.A. Scheller, "Realisierung eines Zwei-Farben-VECSELs und dessen Verwendung zur parametrischen Frequenzkonversion," Technische Universität Braunschweig, 2008.
- [94] A.W.M. Lee, Q. Qin, S. Kumar, B.S. Williams, Q. Hu, and J.L. Reno, "Real-time terahertz imaging over a standoff distance (>25 meters)," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, p. 141125.
- [95] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 2008.
- [96] A. Rice, Y. Jin, X.F. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, and M. Alexander, "Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 64, 1994, p. 1324.
- [97] J.A. L'huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Y. Avetisyan, and R. Beigang, "Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 1: Theory," *Applied Physics B*, vol. 86, Dec. 2006, pp. 185-196.
- [98] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, 1998.

-
- [99] Y. Sasaki, A. Yuri, K. Kawase, and H. Ito, "Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled LiNbO₃ crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 81, 2002, p. 3323.
 - [100] V.G. Dmitriev, D.N. Nikogosyan, and G.G. Gurzadyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer Berlin Heidelberg, 2010.
 - [101] M. Schall, H. Helm, and S.R. Keiding, "Far Infrared Properties of Electro-Optic Crystals Measured by THz Time-Domain Spectroscopy," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 20, 1999, pp. 595-604.
 - [102] D.A. Bryan, R. Gerson, and H.E. Tomaschke, "Increased optical damage resistance in lithium niobate," *Applied Physics Letters*, vol. 44, 1984, p. 847.
 - [103] U. KELLER and A. TROPPER, "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers," *Physics Reports*, vol. 429, Jun. 2006, pp. 67-120.
 - [104] A.C. Tropper, H.D. Foreman, A. Garnache, K.G. Wilcox, and S.H. Hoogland, "Vertical-external-cavity semiconductor lasers," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, May. 2004, p. R75-R85.
 - [105] J. Lee, S. Lee, T. Kim, and Y. Park, "7 W high-efficiency continuous-wave green light generation by intracavity frequency doubling of an end-pumped vertical external-cavity surface emitting semiconductor laser," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, p. 241107.
 - [106] J.E. Hastie, L.G. Morton, A.J. Kemp, M.D. Dawson, A.B. Krysa, and J.S. Roberts, "Tunable ultraviolet output from an intracavity frequency-doubled red vertical-external-cavity surface-emitting laser," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, p. 061114.
 - [107] J.V. Moloney, J. Hader, and S.W. Koch, "Quantum design of semiconductor active materials: laser and amplifier applications," *Laser & Photonics Review*, vol. 1, Feb. 2007, pp. 24-43.
 - [108] J.-M. Hopkins, S. Calvez, A.J. Kemp, J.E. Hastie, S.A. Smith, A.J. Maclean, D. Burns, and M.D. Dawson, "High-power vertical external-cavity surface-emitting lasers," *physica status solidi (c)*, vol. 3, Mar. 2006, pp. 380-385.
 - [109] A. Chernikov, J. Herrmann, M. Scheller, M. Koch, B. Kunert, W. Stolz, S. Chatterjee, S.W. Koch, T.L. Wang, Y. Kaneda, J.M. Yarborough, J. Hader, and J.V. Moloney, "Influence of the spatial pump distribution on the performance of high power vertical-external-cavity surface-emitting lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 97, 2010, p. 191110.
 - [110] L. Fan, M. Fallahi, J. Hader, A.R. Zakharian, J.V. Moloney, W. Stolz, S.W. Koch, R. Bedford, and J.T. Murray, "Linearly polarized dual-wavelength

- vertical-external-cavity surface-emitting laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, 2007, p. 181124.
- [111] J.-hai Liu, J.-ren Lu, J.-hua Lü, Z.-shu Shao, and M.-hua Jiang, “Thermal Lens Determination of End-Pumped Solid-State Lasers by a Simple Direct Approach,” *Chinese Physics Letters*, vol. 16, Mar. 1999, pp. 181-183.
- [112] William T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, Cambridge University Press, 2004.
- [113] M. Scheller, J.M. Yarborough, J.V. Moloney, M. Fallahi, M. Koch, and S.W. Koch, “Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source,” *Optics Express*, vol. 18, Dec. 2010, p. 27112.
- [114] M.J.E. Golay, “Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 18, 1947, p. 347.

8 Liste der im Rahmen der Arbeit entstandenen Veröffentlichungen

Beiträge in Fachzeitschriften

2011

Terahertz Quasi Time Domain Spectroscopy Imaging
M. Scheller, S. Dürrschmidt, M. Stecher, and M. Koch
 Applied Optics, in press, 2011.

THz Lenses Made by Compression Molding of Micro-Powders
 B. Scherger, **M. Scheller**, C. Jansen,¹ M. Koch, and Karin Wiesauer
 Applied Optics, in press, 2011.

Versatile Spectrally Shapeable Multi-Mode Terahertz System
M. Scheller, M. Stecher, M. Gerhard, and M. Koch
 submitted for publication, 2011.

Real-time terahertz material characterization by numerical three-dimensional optimization
M. Scheller
 submitted for publication, 2011.

Characterization of Micro-Powders for the Fabrication of Compression Molded THz Lenses
 B. Scherger, N. Vieweg, **M. Scheller**, S. Wietzke, Ma. Wichmann, Ma. Koch, and K. Wiesauer
 submitted for publication, 2011.

2010

Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source
M. Scheller, J. M. Yarborough, J. V. Moloney, M. Fallahi, M. Koch, and S. W. Koch
 Opt. Exp. 18, 27112-27117 (2010)

Hybrid Continuous Wave Terahertz Spectroscopy
M. Scheller, M. Stecher, M. Gerhard, M. Koch
 Opt. Exp. 18, 15887 (2010)

Compact diode laser based system for continuous wave and quasi time domain THz spectroscopy
 C. Brenner, M. Hofmann, **M. Scheller**, M. Shakfa, M. Koch, I. C. Mayorga, A. Klehr, G. Erbert, and G. Tränkle
 Optics Letters, Vol. 35, Issue 23, pp. 3859-3861 (2010)

Influence of the spatial pump distribution on the performance of high-power vertical-external-cavity surface-emitting lasers

A. Chernikov, J. Herrmann, **M. Scheller**, M. Koch, B. Kunert, W. Stolz, S. Chatterjee, S. W. Koch, T.-L. Wang, Y. Kaneda, J. M. Yarborough, J. Hader, J. V. Moloney

Appl. Phys. Lett. 97, 191110 (2010)

Terahertz form birefringence

M. Scheller, C. Jördens, and M. Koch

Opt. Exp. 18, 10137 (2010)

Terahertz Imaging: Applications and Perspectives

C. Jansen, S. Wietzke, O. Peters, **M. Scheller**, N. Vieweg, M. Salhi, N. Krumbholz, C. Jördens, T. Hochrein, M. Koch

Appl. Opt. 49, E14 (2010)

Multi-Frequency Continuous Wave Terahertz Spectroscopy for Absolute Thickness Determination

M. Scheller, K. Baaske, and M. Koch

Appl. Phys. Lett., 96, 151112 (2010)

Terahertz-Spektroskopie an der Schwelle zum industriellen Einsatz

S. Wietzke, C. Jördens, C. Jansen, N. Krumbholz, **M. Scheller**, O. Peters, B. Baudrit, T. Hochrein, T. Zentgraf, M. Bastian and M. Koch

Kunststoffe international, 2010, 4, pp. 20 - 25

Investigation of the water absorption in polyamide and wood plastic composite by terahertz time-domain spectroscopy

C. Jördens, S. Wietzke, **M. Scheller**, and M. Koch

Polymer Testing 29, 209 (2010)

Molecular properties of liquid crystals in the terahertz frequency range

N. Vieweg, C. Jansen, M.K. Shakfa, **M. Scheller**, N. Krumbholz, R. Wilk, M. Mikulics, and M.Koch

Opt. Exp. 18, 6097 (2010)

Anwendungen für Terahertz-Systeme: Märkte und Perspektiven einer innovativen Technik

M. Koch, S. Wietzke, C. Jansen, **M. Scheller**, N. Krumbholz, O. Peters, C. Jördens, T. Hochrein, T. Jung and S. Chatterjee

Chemie Ingenieur Technik, 2010, 82(4), pp. 467-476

Terahertz spectroscopy to study the orientation of glass fibres in reinforced plastics

C. Jördens, **M. Scheller**, S. Wietzke, D. Romeike, C. Jansen, T. Zentgraf, K. Wiesauer, V. Reisecker, and M. Koch

Compos. Sci. Technol. 70, 472 (2010)

2009

Terahertz quasi time domain spectroscopy

M. Scheller and M. Koch
Opt. Exp. 17, 17723 (2009)

Evaluation of the Leaf Water Status by means of the Permittivity at Terahertz Frequencies

C. Jördens, **M. Scheller**, B. Breitenstein, D. Selmar, and M. Koch
J. Biol. Phys., 35, 255-264 (2009)

Fast and accurate thickness determination of unknown materials using terahertz time domain spectroscopy

M. Scheller, and M. Koch
J. Infrared Milli Terahz Waves 30, 762 (2009)

Terahertz birefringence for orientation analysis

C. Jördens, **M. Scheller**, M. Wichmann, M. Mikulics, K. Wiesauer, and M. Koch
Appl. Opt. 48, 2037 (2009)

Modeling heterogeneous dielectric mixtures in the terahertz regime: a quasi-static effective medium theory

M. Scheller, S. Wietzke, C. Jansen and M. Koch
J. Phys. D: Appl. Phys., 42, 065415 (2009)

Analyzing sub-100- μm samples with transmission terahertz time domain spectroscopy

M. Scheller, C. Jansen, M. Koch
Opt. Comm. 282, 1304 (2009)

2008

Impact of the contact metallization on the performance of photoconductive THz antennas

N. Vieweg, M. Mikulics, **M. Scheller**, K. Ezdi, R. Wilk, H.-W. Hübers, and M. Koch
Opt. Exp. 16, 19695 (2008)

Applications for THz Systems

C. Jansen, T. Hochrein, R. Wilk, S. Wietzke, **M. Scheller**, N. Krumbholz, C. Jördens, K. Baaske and M. Koch
Optik & Photonik, 2008, 4, pp. 26 - 30

Buchkapitel

2010

Applications of Effective Medium Theories in the Terahertz Regime

M. Scheller, C. Jansen, and M. Koch

Recent Optical and Photonic Technologies, Ki Young Kim (Ed.)
ISBN: 978-953-7619-71-8, INTECH (2010)

Konferenzbeiträge

2011

Intracavity Generation of High Power Continuous Wave Terahertz Radiation
M. Scheller, J. M. Yarborough, J. V. Moloney, M. Fallahi, M. Koch, and S. W. Koch

OTST 2011, Santa Barbara, CA, March 2011

Thermal properties of high power vertical-external-cavity surface-emitting lasers
A. Chernikov, J. Herrmann, **M. Scheller**, M. Koch, B. Kunert, W. Stolz, S. Chatterjee, and S. W. Koch, T. L. Wang, Y. Kaneda, J. M. Yarborough, J. Hader, and J. V. Moloney

DPG Frühjahrstagung 2011, Dresden, Germany, March 2011

High Power THz Generation in a Thin Lithium Niobate Slab using a Non-Colinear Cherenkov-Type Geometry

U. Fromme, B. Ewers, **M. Scheller**, S. Chatterjee and M. Koch

DPG Frühjahrstagung 2011, Dresden, Germany, March 2011

2010

Terahertz Form Birefringent Devices

M. Scheller, C. Jördens, and M. Koch

IRMMW/THz 2010, Roma, Italy, Sept. 2010

Hybrid Continuous Wave Terahertz System

M. Stecher, **M. Scheller**, and M. Koch

IRMMW/THz 2010, Roma, Italy, Sept. 2010

Frequency Modulation for Continuous Wave Terahertz Spectroscopy

M. Scheller, T. Kinder, O. Peters, T. Müller-Wirts, and M. Koch

IRMMW/THz 2010, Roma, Italy, Sept. 2010

Discrete Sampling of Continuous Wave Terahertz Radiation

M. Schwerdtfeger, **M. Scheller**, M. Stecher, O. Peters, and M. Koch

IRMMW/THz 2010, Roma, Italy, Sept. 2010

Nondestructive detection of delaminations in plastic weld joints

O. Peters, S. Wietzke, C. Jansen, **M. Scheller**, and M. Koch

IRMMW/THz 2010, Roma, Italy, Sept. 2010

Multi-Mode Continuous Wave Terahertz Systems - Quasi Time Domain Spectroscopy

M. Scheller and M. Koch

Conference on Lasers and Electro-Optics 2010, San Jose, CA, May 2010

Making THz systems industry compatible (invited)

M. Koch, **M. Scheller**, M. Schwerdtfeger, M. Stecher, O. Peters, B. Scherger, B. Heinen, S. Wietzke, T. Hochrein, N. Vieweg, C. Jördens, N. Krumbholz, and C. Jansen

20th Intern. Conf. on Applied Electromagnetics and Communications, Dubrovnik, Croatia, Sept. 2010

Cost-effective THz spectroscopy with continuous-wave laser sources

M. R. Hofmann, **M. Scheller**, C. Brenner, K. Baaske, and M. Koch

Conference on Antennas and Propagation (EuCAP) 2010, Barcelona, Spain April 2010

Terahertz Systems and their Applications (invited)

C. Jansen, S. Wietzke, O. Peters, **M. Scheller**, N. Vieweg, B. Scherger, N. Krumbholz, M. Koch

International Conference on Coherent and Nonlinear Optics 2010, Kazan, Russia, August 2010

Terahertz Investigation of Liquid Crystals from the CB Family

N. Vieweg, R. Wilk, M.K. Shakfa, J.M. Kloc, **M. Scheller**, C. Jansen, N. Krumbholz, M. Mikulics, and M. Koch

IEEE Photonic Society, Winter Topicals 2010, Mallorca, Spain, Jan. 2010.

Terahertz Spectroscopy – A Powerful Tool for the Characterization of Plastic Materials

S. Wietzke, C. Jansen, N. Krumbholz, O. Peters, N. Vieweg, C. Jördens, **M. Scheller**, D. Romeike, T. Jung, M. Reuter, S. Chatterjee, M. Koch

International Conference on Solid Dielectrics (ICSD), Potsdam, Germany, 04./09. 07. 2010

2009

Algorithms for the Analysis of Ultrathin Samples with Terahertz Time Domain Spectroscopy

M. Scheller, C. Jansen, and M. Koch

IRMMW/THz 2009, Busan, Korea; Sept. 2009

Applications for Effective Medium Theories in the Terahertz Regime

M. Scheller, S. Wietzke, C. Jansen, C. Jördens, M. Lehnhardt, and M. Koch

IRMMW/THz 2009, Busan, Korea; Sept. 2009

Handheld Terahertz Spectrometer for the Detection of Liquid Explosives

N. Krumbholz, C. Jansen, **M. Scheller**, T. Müller-Wirts, S. Lübbecke, R. Holzwarth, R. Scheunemann, B. Sartorius, H. Roehle, D. Stanze, J. Beckmann, L. von Chrzanowski, U. Ewert, and M. Koch

SPIE "Security & Defense", Berlin, 2009

Versatile THz Homodyn System based on an amplified laser diode in an external cavity

C. Brenner, M.R. Hofmann, M.K. Shakfa, **M. Scheller**, M. Koch, A. Klehr, and G. Erbert

Intern. Workshop on Terahertz Technology, Osaka, Japan, Dec. 2009

Terahertz Spectroscopy – A New Non-Destructive Technique for the Plastics Industry (invited)

S. Wietzke, N. Krumbholz, N. Vieweg, C. Jördens, C. Jansen, **M. Scheller**, D. Romeike, T. Jung, W. Dempwolf, B. Baudrit, T. Zentgraf, T. Hochrein, M. Bastian, S. Chatterjee, H. Menzel, M. Koch

Proc. Advances in Plastics Technology – ATP09, Katowice, Poland, Nov. 2009

THz Zeitbereichsspektroskopie zur Kontrolle von industriellen Prozessen und Produkten

C. Jördens, S. Wietzke, N. Krumbholz, T. Hochrein, **M. Scheller**, M. Koch

DPG Frühjahrstagung 2009, Hamburg, Germany, March 2009

Terahertz Technology - A Novel Non-Destructive Method to Determine Changes in Water Content of Leaves During Drought Stress

B. Breitenstein, **M. Scheller**, M.K. Shakfa, T.Kinder, T.Müller-Wirts, M. Koch, and D. Selmar,

Botanikertagung 2009, Leipzig 2009

On the Anisotropy of Liquid Crystals in the THz Frequency Range

N. Vieweg, R. Wilk, J. M. Kloc, **M. Scheller**, C. Jansen, N. Krumbholz, M. Mikulics, and M. Koch

IRMMW/THz 2009, Busan, Korea; Sept. 2009

Monitoring the water status of economic plants with continuous wave terahertz radiation,

M.K. Shakfa, **M. Scheller**, B. Breitenstein, D. Selmar, and M. Koch

CLEO/Europe-EQEC 2009, Munich, Germany, June 2009

Industrial applications of THz systems (invited)

S. Wietzke, C. Jansen, C. Jördens, N. Krumbholz, N. Vieweg, **M. Scheller**, M. K. Shakfa, D. Romeike, T. Hochrein, M. Mikulics, and M. Koch

Proc. SPIE ISPD – 7385-06, Beijing, China, June 2009

2008

Effective Permittivity and Scattering Model for the Evaluation of the Leave Water Status

M. Scheller, C. Jördens, B. Breitenstein, D. Selmar, and M. Koch

IRMMW/THz 2008, Pasadena, CA, Sept. 2008

Heterogeneous Dielectric Mixtures in the Terahertz Frequency Range: Theory and Experiment

M. Scheller, S. Wietzke, C. Jansen, S. Kipp, and M. Koch

Conference on Lasers and Electro-Optics 2008, San Jose, CA, May 2008

Enhanced emission from THz antennas made of low-temperature-grown GaAs with annealed contacts

N. Vieweg, M. Mikulics, **M. Scheller**, K. Ezdi, R. Wilk, H. W. Hübers, and M. Koch

IRMMW/THz 2008, Pasadena, CA, Sept. 2008

Terahertz-Sensorik für die Kunststoffindustrie

N. Krumbholz, S. Wietzke, N. Vieweg, T. Hochrein, **M. Scheller**, K. Kretschmer, M. Bastian, M. Koch

VDI-Tagung Sensoren und Messsysteme, Ludwigsburg: 11./12.3.2008

2007

Heterogeneous dielectrics in the lower terahertz frequency range: evaluation and extension of physical models

M. Scheller, S. Wietzke, C. Jansen, D. Mittleman, and M. Koch

IRMMW/THz 2007, Cardiff, UK, Sept. 2007

Patente

Laserbasierte Quelle für Terahertz- und Millimeterwellen

Deutsche Patentanmeldung 10 2008 021 791.3

THz-Spektroskop und Verfahren zur Bestimmung der spektralen Frequenz- und/oder Phasenantwort einer Probe

Deutsche Patentanmeldung 10 2009 036 111.1

Probenuntersuchung mittels Terahertz-Spektroskopie

Deutsche Patentanmeldung 10 2010 010 285.7

Antenne zum Senden und Empfangen von GHz- und oder THz-Strahlung mit optimierter Frequenzcharakteristik

Europäische Patentanmeldung EP10195245

Bildgebendes THz-Messverfahren

Europäische Patentanmeldung EP11160647.1

9 Wissenschaftlicher Werdegang

Maik Andre Scheller

geboren am 2. Oktober 1982 in Gifhorn

<i>06.2002</i>	Abitur an dem Otto-Hahn-Gymnasium Gifhorn
<i>10.2003 - 03.2008</i>	Studium der Elektrotechnik an der Technischen Universität Braunschweig
<i>02.2007 - 06.2007</i>	Forschungspraktikum an den Philips-Forschungslaboratorien in Aachen
<i>03.2008</i>	Diplom der Elektrotechnik, Note: Mit Auszeichnung
<i>04.2008 - 06.2009</i>	Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der AG Terahertz-Systemtechnik, Prof. Dr. Martin Koch, Institut für Hochfrequenztechnik, Technische Universität Braunschweig
<i>seit 07.2009</i>	Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der AG Experimentelle Halbleiterphysik, Prof. Dr. Martin Koch, Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg
<i>10.2009-12.2009 und 03.2010-05.2010</i>	Forschungsaufenthalte am College of Optical Sciences, University of Arizona, Tucson, Arizona

